



UNIVERSIDADE FEDERAL DO MARANHÃO  
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E TECNOLOGIA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**Dispositivo de Variação de Campo Magnético – DC, Usado na  
Caracterização da Magneto-Resistência em Materiais Magnéticos**

por

**Carlos Cesar Costa**

Dissertação realizada sob a orientação do Prof. Carlos Chesman e Co-orientação do Prof. Oliveira e, apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física como parte final dos requisitos para a obtenção do grau de Mestre em Física.

**Banca Examinadora**

Prof. Carlos Chesman ( Orientador – UFRN )

Prof. Paulo Wilson Mauriz ( CEFET – MA )

Prof<sup>ª</sup>. Regina Célia ( UFMA )

São Luís – MA, Brasil

Dezembro de 2008

**Costa, Carlos Cesar**

**Dispositivo de Variação de Campo Magnético – DC, Usado na  
Caracterização da Magneto-resistência em Materiais Magnéticos / Carlos  
Cesar Costa. – São Luís, 2008.**

**82 f.**

**Orientador: Carlos Chesman.**

**Co-orientador: Antonio José S. Oliveira.**

**Impresso por computador (Fotocópia).**

**Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal do Maranhão,  
Programa de Pós-Graduação em Física. São Luís, 2008.**

**1. Materiais magnéticos. 2. Campos magnéticos DC. 3. Filmes  
nanométricos. I. Chesman, Carlos, orientador. II. Oliveira, Antonio José  
S., co-orientador. III. Título.**

**CDU 621.318.1**

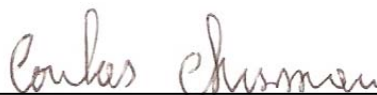
Carlos Cesar Costa

**Dispositivo de Variação de Campo Magnético – DC, Usado na  
Caracterização da Magneto-Resistência em Materiais Magnéticos**

Dissertação realizada sob a orientação do Prof. Carlos Chesman e Co-orientação do Prof. Oliveira e, apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física como parte final dos requisitos para a obtenção do grau de Mestre em Física.

Aprovada em: 05 / 12 / 2008.

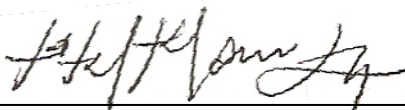
**BANCA EXAMINADORA**



---

Prof. Dr. Carlos Chesman (Orientador)

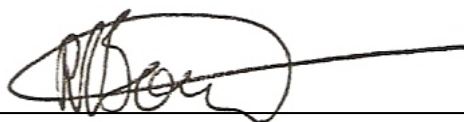
Universidade Federal do Rio Grande do Norte – UFRN



---

Prof. Dr. Paulo Wilson Mauriz

Centro Federal de Educação Tecnológica – CEFET–MA



---

Prof<sup>ª</sup>. Dr<sup>ª</sup>. Regina Célia

Universidade Federal do Maranhão – UFMA

**À minha família.**

## **Agradecimentos**

Este trabalho é dedicado a todas as pessoas que me ajudaram de forma direta ou indireta na concretização deste “sonho”, cada uma a sua maneira, sem correr o risco de esquecer alguém.

Início os meus sinceros agradecimentos a dois professores: o prof. Oliveira (Defís–UFMA) e ao prof. Carlos Chesman ( DFTE – UFRN ), meus orientadores, que ao longo desses anos foram pessoas exemplares e que se dedicam bastante à pesquisa e ao ensino. Meu muito obrigado: pela confiança, amizade, tempo dedicado a mim e pelos conhecimentos que me foram transmitidos.

Gostaria de agradecer e reconhecer o apoio recebido da professora Regina Célia (Defís–UFMA) e ao professor Zé Maria (Defís–UFMA). Que muito contribuíram para o desenvolvimento de minha formação acadêmica.

A todos os professores da UFMA que contribuíram para minha formação acadêmica, durante a graduação e curso de mestrado. Em especial à prof<sup>a</sup>. Ivone, e aos professores Buna, Antonio Carlos, Pereirinha, Pinto, Carlos Alberto, Manuel Messias, Carlos Willian.

Minha gratidão ao grande amigo Charlie Salvador e aos amigos: Neymar, Márcio Valério, Darlan, Chiquinho, e as amigas Thatyara Freire, Neyla e Esmeraldina pela grande ajuda e recepção concedida a mim, durante a minha passagem pela UFRN. Meu muito obrigado!

A todos os meus colegas do curso de graduação em Física, em especial aos amigos Raimundo Júnior, Raimundo Filho, Clodomir, Clóvis Bôsko, Fawagner, Carlos Augusto, Marcos Adams, Wilman, Marcelo, Jeferson. As amigas Geyse, Minéia, Simone, Içamira, Luciana, Conceição. Obrigado pela amizade, companheirismo e incentivo!

A todos os meus colegas do serviço, em especial Agildo, Alan, Laércio, Marco, Walter, Luís, Eduardo, Zé Maria, Zé Carlos, Mayumi, Acássia e Rafaela. Pela amizade e companheirismo.

Não posso deixar de registrar a minha eterna gratidão à minha família em especial às minhas tias Domingas e Joaquina, à minha esposa Lisiene, aos meus filhos Daniel, Isabella e Gabriel; A minha mãe Maria e ao meu pai Eduardo; aos meus Irmãos Nel, Irlã e Jovane; às minhas irmãs Beth e Elizeth; à minha sogra Rose e à minha cunhada Liziane e ao amigo Paulo e Rosinha. Pela compreensão e confiança depositada em mim.

Finalmente, registrar os meus agradecimentos à professora Regina Célia e ao professor Paulo Mauriz que gentilmente aceitaram o convite para participarem da banca examinadora e ao Programa de Pós-graduação em Física da UFMA e a secretária Jhose.

## Resumo

No presente trabalho de dissertação do curso de mestrado, estudamos as propriedades magnéticas de filmes nanométricos simples como: ferro sobre óxido de magnésio (Fe/MgO) e permalloy (Fe–Ni) em temperatura ambiente, obtidos pelo processo de eletro-deposição por sputtering. Os resultados experimentais foram interpretados de acordo com os modelos fenomenológicos que levam em conta os termos mais relevantes da energia livre magnética do sistema. Fizemos uma abordagem em conformidade com a literatura sobre os principais mecanismos que originam a resistência elétrica em filmes metálicos magnéticos, tais como: resistência elétrica ôhmica, efeito Hall, magneto-resistência anisotrópica (AMR). É feita uma descrição das principais técnicas experimentais usadas na caracterização de filmes nanométricos, como o Magnetômetro de Efeito Kerr Magneto-óptico (MOKE), Ressonância Ferromagnética (FMR) e Magneto-resistência (MR). Esta última técnica, que usa o método das quatro pontas, é utilizada para obter as curvas de magneto-resistência. Neste trabalho, estudamos o efeito da magneto-resistência anisotrópica em filmes simples, onde as curvas de magneto-resistência estão associadas às competições entre as energias Zeeman e de anisotropia magnética. O efeito da AMR foi verificado para as amostras de filmes nanométricos via simulação numérica. Para o desenvolvimento da pesquisa, montamos um Dispositivo de Variação de Campo Magnético DC (DVCM – DC) e os dados experimentais são obtidos via instrumentação virtual. As curvas de magneto-resistência foram interpretadas de acordo com o modelo fenomenológico e utilizamos ainda as curvas de histerese, obtidas por MOKE como parâmetros.

## **Abstract**

In the present work of dissertation of the master's degree course, we studied the magnetic properties of films simple nanometric's as: iron on oxide of magnesium (F/MgO) and permalloy (Fe–Ni) in room temperature, obtained by the eltro-deposition process by sputtering. The experimental results were interpreted in agreement with the models phenomenological that take into account the most relevant terms of the magnetic free energy of the system. We made an approach in accordance with the literature on the main mechanisms that originate the electric resistance in magnetic metallic films, such as: resistance electric ohm's, effects hall, anisotropic magnetoresistance (AMR). it is made a description of the main experimental techniques used in the characterization of films nanometric's, as the Magnetometer Optical for Kerr Effect (MOKE), Ferromagnetic Resonance (FMR) and Magnetoresistance (MR). This last technique, that it uses the method of the four tips, it is used to obtain the magnetoresistance curves. In this work, we studied the effect of the anisotropic magnetoresistance in simple films, where the magnetoresistance curves are associated to the competitions enter the energies Zeeman and of anisotropic magnetic. The effect of AMR was verifies for the samples of films nanometric's through numeric simulation. For the development of the research, we set up a Device of Variation of Magnetic Field – DC (DVCM – DC) and the experimental data are obtained through virtual instrumentation. The magnetoresistance curves were interpreted in agreement with the model phenomenological and we still used the hysteresis loop obtained by MOKE as parameters.



# Sumário

<b>Agradecimentos</b>	ii
<b>Resumo</b>	iv
<b>Abstract</b>	v
<b>Lista de Figuras</b>	viii
<b>Abreviaturas</b>	xi
<b>Glossário</b>	xii
<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
1.1 Ferro sobre Óxido de Magnésio ( Fe / MgO )	2
1.2 Permalloy	2
Referências Bibliográficas	4
<b>2 Resistência Elétrica e Energias Livres em Materiais Magnéticos</b>	<b>6</b>
2.1 Resistência Ôhmica	6
2.2 Efeito Hall	8
2.3 Magneto Resistência Anisotrópica	10
2.4 Energias Livres em Materiais Magnéticos	15
2.4.1 Energia Zeeman	16
2.4.2 Energia de Desmagnetização	16
2.4.3 Energia de Superfície	17
2.4.4 Energia de Uniaxial	17
2.4.5 Energia Cúbica	18
Referências Bibliográficas	23
<b>3 Técnicas Usadas na Caracterização de Filmes Finos</b>	<b>25</b>
3.1 Técnicas Usadas na Obtenção de Filmes Nanométricos	25
3.1.1 Evaporação Catódica ( “sputtering” )	26
3.2 Técnicas Experimentais	27
3.2.1 Magnetômetro de Efeito Kerr Magneto-óptico ( MOKE )	28
3.2.2 Magneto Resistência ( MR )	29

	Referências Bibliográficas .....	35
<b>4</b>	<b>Dispositivo de Variação de Campo Magnético DC .....</b>	<b>36</b>
4.1	Campos Magnéticos de Correntes Estacionárias .....	36
4.1.1	Magnetização e Ímãs Permanentes .....	37
4.2	Propriedades Magnéticas da Matéria .....	39
4.3	Montagem do Dispositivo de Variação de Campo Magnético DC .....	42
4.4	DVCM – DC e a Configuração das Bobinas de Helmholtz .....	48
4.5	Mapeamento do Campo Magnético .....	51
	Referências Bibliográficas .....	53
<b>5</b>	<b>Resultados Experimentais .....</b>	<b>54</b>
5.1	Ferro sobre Óxido de Magnésio ( Fe / MgO ) .....	54
5.2	Permalloy ( Fe – Ni ) .....	57
	Referências Bibliográficas .....	59
<b>6</b>	<b>Conclusões e Perspectivas .....</b>	<b>61</b>
	Referências Bibliográficas .....	63
	<b>Apêndice A .....</b>	<b>64</b>
	<b>Apêndice B .....</b>	<b>66</b>

## Lista de Figuras

Figura 1.1	Representação esquemática da estrutura do MgO .....	2
Figura 2.1	Configuração do movimento dos elétrons para a esquerda, devido à presença do campo elétrico .....	7
Figura 2.2	Ilustração do efeito Hall .....	9
Figura 2.3	Ilustração entre a densidade de corrente elétrica e a magnetização de um monodomínio magnético circular para a configuração da AMR .....	11
Figura 2.4	Magneto-resistência anisotrópica em filmes nanométricos de <i>Fe/MgO</i> .....	13
Figura 2.5	Magneto-resistência anisotrópica em filmes nanométricos de <i>permalloy</i> .....	13
Figura 2.6	Energia uniaxial em função dos ângulos esféricos .....	18
Figura 2.7	Sistema de eixos mostrando as coordenadas esféricas .....	19
Figura 2.8	Energia cúbica em função dos ângulos esféricos, para a direção de crescimento [001] .....	20
Figura 2.9	Energia cúbica em função dos ângulos esféricos, para a direção de crescimento [110] .....	21
Figura 2.10	Energia cúbica em função dos ângulos esféricos, para a direção de crescimento [111] .....	22
Figura 3.1	Representação esquemática simplificada da evaporação catódica (sputtering) ..	26

Figura 3.2	Representação esquemática simplificada da configuração do efeito Kerr polar, longitudinal e transversal .....	28
Figura 3.3	Representação esquemática da montagem do aparato experimental para as medidas de efeito Kerr magneto-óptico ( MOKE ) .....	29
Figura 3.4	Representação esquemática da montagem do aparato experimental para as medidas de Magneto-resistência ( MR ) .....	30
Figura 3.5	Representação digital da região de confinamento da amostra .....	31
Figura 3.6	Ilustração geométrica da distribuição de corrente elétrica em 2D, no caso em que $(\varepsilon \gg d)$ .....	32
Figura 3.7	Representação da geometria da distribuição espacial da corrente elétrica, em 2D, para o caso em que $(\varepsilon \ll d)$ .....	33
Figura 4.1	Variação da magnetização de material ferromagnético com campo aplicado .....	37
Figura 4.2	Magnetos de <i>neodímio ferro borro</i> , usados no dispositivo de variação de campo magnético – DC .....	39
Figura 4.3	Representação digital da montagem do DVCM – DC .....	42
Figura 4.4	Representação digital da área de trabalho .....	43
Figura 4.5	Representação digital da área de confinamento das amostras .....	44
Figura 4.6	Suporte confeccionado em alumínio e latão para caracterização da MR de filmes nanométricos .....	45
Figura 4.7	Detalhe dos quatro contatos do conector <i>RJ-11</i> , usado na caracterização da MR de filmes finos .....	46

Figura 4.8	Detalhe dos contatos sobre um filme nanométrico .....	47
Figura 4.9	Desenho esquemático simplificado da configuração das <i>bobinas de Helmholtz</i> , e seu respectivo sistema de eixos .....	48
Figura 4.10	Comparação do resultado teórico obtido da configuração da bobina de Helmholtz e o resultado experimental do mapeamento do campo magnético do DVCM – DC .....	51
Figura 4.11	Resultado experimental do mapeamento do campo magnético, sem a influência do ferro doce .....	52
Figura 4.12	Resultado experimental do mapeamento do campo magnético com a influência do ferro doce .....	52
Figura 5.1	Resultado experimental da magneto-resistência para mostra de Fe/MgO (100): a) amostra rotacionada de 0°, eixo fácil e b) rotação de 45°, eixo duro. ....	55
Figura 5.2	Resultado experimental da magneto-resistência para mostra de Fe/MgO (100): a) amostra rotacionada de 45°, eixo fácil e b) rotação de 90°, eixo duro .....	55
Figura 5.3	Resultado experimental da curva de magnetização em MOKE para amostra de Fe/MgO (100) .....	56
Figura 5.4	Resultado experimental da magneto-resistência para mostra de Fe/MgO (100) de 250Å de espessuras .....	56
Figura 5.5	Resultado experimental da magneto-resistência para mostra de Fe – Ni / vidro (100) .....	57
Figura 5.6	Resultado experimental da magneto-resistência para mostra de Fe–Ni / MgO (100) de 250Å de espessuras .....	58
Figura 5.7	Resultado experimental da magneto-resistência para mostra de Fe – Ni/MgO (100) de 250Å de espessuras .....	59

## Abreviaturas

Å – Angströms (=  $10^{-10}\text{m}$ )

AF – Antiferromagnético, acrônimo de (antiferromagnet)

AFM – Microscopia de Força Atômica, acrônimo de (atomic force microscopy, atomic force microscope)

AMR – Magneto-resistência Anisotrópica, acrônimo de (anisotropic magnetoresistance)

bcc – Cúbico de Corpo Centrado, acrônimo de (body centered cubic)

CEFETE – MA – Centro Federal de Educação Tecnológica do Maranhão

DFTE – Departamento de Física Teórica e Experimental

fcc – Cúbico de Face Centrada, acrônimo de (face centered cubic)

Fe – Ferro

FM – Ferromagnético, acrônimo de (Ferromagnet, Ferromagnetic Metal)

FMR – Ressonância Ferro – magnética, acrônimo de (Ferromagnetic Resonance)

GMR – Magneto-resistência Gigante, acrônimo de (Giant Magnetoresistance)

hcp – Empacotamento Hexagonal Fechado, acrônimo de (hexagonally closed packed)

LEED – Difração de Elétrons de Baixa Energia, acrônimo de (Low Energy Electron Diffraction)

MgO – Óxido de Magnésio

mm – milímetro

MOKE – Magneto óptico de Efeito Kerr, acrônimo de (Magneto-optical Kerr Effect)

MR – Magneto-resistência, acrônimo de (Magnetoresistivity, Magnetoresistance)

Ni – Níquel

Ø – símbolo usado para designar diâmetro

Oe – Oerst (Oersted)

Py – Permalloy

RHEED – Difração e Reflexão de Elétrons de Alta Energia, acrônimo de (Reflection High Energy Electron Diffraction)

T – tesla

TEM – Microscopia de Transmissão Eletrônica, acrônimo de (Transmission Electron Microscopy)

UFMA – Universidade Federal do Maranhão

UFRN – Universidade Federal do Rio Grande do Norte

## Glossário

**Bulk** – termo usado designar massa, volume, etc.

**Data acquisition** – equipamento de alta precisão, usado para fazer aquisições de medidas de grandezas elétricas via PC ou manualmente.

**Filme fino** – material cuja espessura é tão pequena que suas características são determinadas principalmente por efeitos bidimensionais, diferindo das propriedades do material tridimensional (bulk). São muito utilizados em semicondutores.

**Gaps** – abertura, distanciamento.

**Instrumentação virtual** – técnica experimental na qual os equipamentos podem ser controlados, gerenciados através de um PC à distância, e ou via internet por exemplo.

**Magneto-resistência** – propriedade que um material tem de mudar o valor de sua resistência elétrica quando um campo magnético externo lhe é aplicado.

**Permalloy** – termo usado para uma liga magnética de ferro e níquel. Geralmente refere-se a uma liga com índice do ferro de aproximadamente 20% e 80% de níquel. O permalloy tem uma permeabilidade magnética elevada e baixa coercividade.

**RHEED** – Acrônimo de *Reflection High Energy Electron Diffraction*. Tipo de HEED, na qual os elétrons incidem em ângulo rasante sobre a superfície a ser analisada.

**Sputtering ou pulverização catódica** – técnica de deposição de material usada para recobrir uma superfície magnetizada, diferenciando-se de técnicas mais comuns de deposição como os filmes que recobrem as superfícies de bijuterias. Nela, a superfície depositada é mais espessa e permite que esta seja trabalhada. Essa técnica é largamente utilizada nos dias de hoje no recobrimento de discos rígidos para computadores.

# Capítulo 1

## Introdução

Pesquisas em Física fundamental têm sido conduzidas usando-se filmes nanométricos magnéticos obtidos pelo processo da eletro-deposição por “*sputtering*” (técnica usada para depositar filmes finos sobre um substrato) [1], que têm aplicações práticas na indústria de gravação de dados [2]. Sabe-se da literatura, que os materiais magnéticos com anisotropia têm implicação direta na dependência da energia interna com a direção de magnetização espontânea em relação aos seus eixos cristalográficos [3]. Diversas técnicas são utilizadas na investigação de materiais magnéticos, dentre elas podemos destacar: a Magneto-resistência ( MR ) DC e AC, Ressonância Ferromagnética (FMR) e a Magnetometria por Efeito Kerr Magneto-óptico ( MOKE ), ambas utilizam eletro-ímãs como fonte de variação de campo magnético [4]. Uma outra possibilidade de variação do campo magnético nesses aparatos é construir um Dispositivo de Variação de Campo Magnético DC ( DVCM-DC ), composto simplificada de duas plataformas cilíndricas magnéticas, um motor elétrico com caixa de redução de rotações, um fuso bi-roscado, uma chave elétrica inversora e uma estrutura metálica. Este dispositivo mostrou-se eficiente por gerar campos magnéticos DC da ordem de 0 a 854 mT para *gaps* de 38mm a 5mm de abertura, respectivamente.

A principal motivação que nos motivou a desenvolver este trabalho foi a ânsia pelo domínio das técnicas experimentais usadas na caracterização da magneto-resistência de filmes magnéticos, assim como a automação e controle dos equipamentos usados neste tipo de pesquisa. A automação e o controle do experimento desenvolvido nesta dissertação foram desenvolvidos por nós, assim como: a usinagem e montagem de todo aparato experimental.

A construção deste dispositivo nos possibilitou investigar a magneto-resistência em filmes nanométricos, por meio da técnica das quatro pontas colineares, assim como, mapeamentos de campos magnéticos na região de confinamento das amostras. O aparato completo é operado via técnica de instrumentação virtual, composto basicamente por: um gaussímetro, um *Data Acquisition Switch Unit* da Agilent, uma fonte de corrente e um PC utilizando-se interfaces GPIB. Estes instrumentos são usados na obtenção das curvas



de magneto-resistência de filmes nanométricos magnéticos de Fe/MgO e Permalloy (Fe – Ni) e mapeamentos de campos magnéticos.

## 1.1 Ferro sobre Óxido de Magnésio ( Fe / MgO )

Os filmes de ferro estudados neste trabalho possuem espessuras de 62,5Å e 250Å, e foram depositados sobre um substrato de óxido de magnésio (MgO), orientado na direção [100], nas instalações do Laboratório de Nano-estruturas do DFTE da UFRN. Desta forma, a camada ferromagnética de ferro foi crescida na direção [100]. Uma abordagem da energia magnética associada à anisotropia cúbica destas amostras, será detalhada na seção 2.4.5.

O MgO é um material altamente iônico como a estrutura de NaCl. O magnésio (Mg) é um material de rede cúbica de face centrada, fcc (do inglês *face-centered cubic*), e o oxigênio (O) como sub-rede (ver figura 1.1), e tem baixa energia [5] no plano da superfície [100].

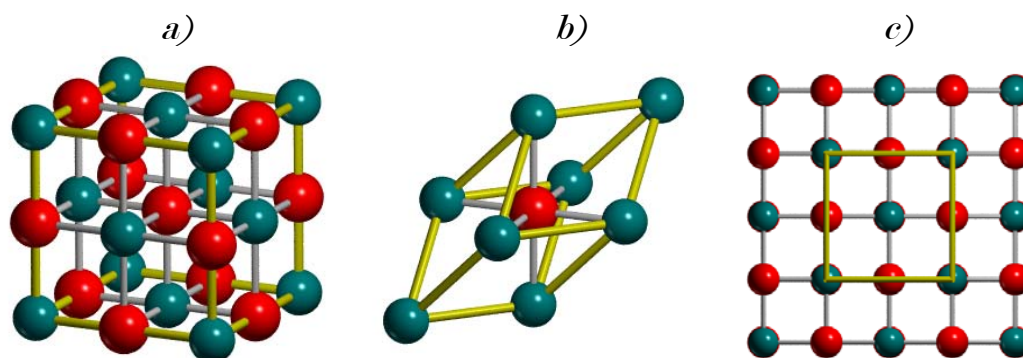


Figura 1.1 Representação esquemática da estrutura do MgO. a) célula cristalográfica do MgO ; b) célula primitiva do MgO ; c) super – célula do MgO no plano da superfície (100).

## 1.2 Permalloy

O *permalloy* é uma família de ligas metálicas [6] com 70% – 90% de Ni (Níquel) e o restante principalmente de Fe (Ferro), podendo conter pequenos teores de outros elementos como Cu (Cobre), Cr (Cromo) e Mo (Molibdênio). Esta liga recebe tratamento térmico especial para que adquira suas propriedades magnéticas desejadas.

Sua principal propriedade é uma permeabilidade magnética ( $\mu$ ) elevada, que pode atingir 200.000, em baixas intensidades de campo magnético.

O *Mu-metal* ou *Mumetal* é uma liga metálica com 76% de Ni (Níquel), 17% de Fe (Ferro), 5% de Cu (Cobre) e 2% de Cr (Cromo) ou Mg (Magnésio), podendo ser considerada pertencente à família das ligas *permalloy*. A permeabilidade magnética do *Mu-metal* pode atingir 100.000. Estes materiais são utilizados em núcleos de transformadores e bobinas, assim como para confecção de blindagens contra campos magnéticos.

Fizemos a caracterização da magneto-resistência de filmes nanométricos de permalloy (nas proporções de 20% de Fe e 80% de Ni), com espessuras de 64Å e 250Å, depositados sobre substratos de vidro e de óxido de magnésio (MgO), orientados na direção [100] e, crescidos nas instalações do Laboratório de Nano-estruturas do DFTE da UFRN. Os resultados experimentais encontram-se detalhados na seção 5.2 desta dissertação.

A escolha destes dois tipos materiais magnéticos usados na calibração do DVCM – DC e caracterização da magneto-resistência, se justifica devido ao seu baixo custo, se comparados com outros materiais, técnicas usadas no crescimento e por haver resultados conhecidos na literatura.

Esta dissertação está estruturada em seis capítulos. No capítulo 1 fizemos uma breve introdução do tema abordado. No capítulo 2 é feita uma revisão sucinta dos principais mecanismos associados às propriedades magnéticas em filmes nanométricos. Dentre estes destacamos: Resistência Ôhmica, Efeito Hall, a Magneto-resistência Anisotrópica e Energias Livres em Materiais Magnéticos: A Zeeman, de Desmagnetização, de Superfície, a Uniaxial e a Cúbica.

No capítulo 3 são detalhadas as técnicas experimentais usadas na obtenção e caracterização de filmes nanométricos, dentre elas citaremos: a *sputtering*, *MBE* e *e-beam*, e na caracterização das curvas de magneto-resistência, temos a: Magnetometria de Efeito Kerr ( MOKE ) e Magneto-resistência ( MR ).

O capítulo 4 trata pormenorizadamente da montagem do Dispositivo de Variação de Campo Magnético – DC ( DVCM – DC ). Além de discutirmos, de forma sucinta, temas de relevância para este trabalho como os campos magnéticos de correntes estacionárias, as propriedades magnéticas da matéria e a configuração das bobinas de *Helmholtz*.

Os resultados experimentais de magneto-resistência em filmes nanométricos de Fe/MgO e permalloy, podem ser visto no capítulo 5. Todas as medidas foram interpretadas de forma fenomenológicas, levando-se em conta a energia livre magnética de cada sistema.

No capítulo 6 são apresentadas as principais conclusões e perspectivas desta dissertação. O controle e a aquisição de dados da montagem experimental de magneto-resistência foram feitos via instrumentação virtual.

## Referências Bibliográficas

- [1] W. T. Wang , D. Y. Guan, G. Yang G. Z. Yang, Y. L. Zhou, H. B. Luand Z. H. Chen. *Thin Solid Film* 471, 86-90 (2005).
- [2] D. A. Thompson, L. T. Romankiw, A. F. Mayadas, *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-11**, N°4 (1975);
- [3] R. M. Bozorth, *Phys. Rev.*, **70**, p. 923-932 (1946);
- [4] Carlos Chesman de A. Feitosa, Acoplamento de intercambio bilinear e bi-quadrático em tri-camadas metálicas magnéticas, tese de doutoramento 1998, Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco (UFPE).
- [5] C. Martínez Boubeta *et al.*, *J. Appl. Phys.*, Vol. 93, No. 4, 2126 – 2134, (2003).
- [6] <http://en.wikipedia.org/wiki/Permalloy>

## Capítulo 2

### Resistência Elétrica e Energias Livres em Materiais Magnéticos

O método mais simples para se medir resistência elétrica em qualquer metal consiste em aplicar uma corrente elétrica e medir a diferença de potencial causada pela passagem da mesma. Portanto, quando se fala em medir resistência elétrica, na realidade, o que se mede, é o campo elétrico responsável pela passagem da corrente elétrica. A medida desta diferença de potencial elétrico pode depender do campo magnético externo aplicado.

Este capítulo é dedicado a fazer uma revisão dos principais mecanismos responsáveis pela resistência elétrica em filmes nanométricos, tais como: a) a resistência ôhmica; b) o efeito Hall; c) a magneto-resistência anisotrópica e d) as energias livres em materiais magnéticos.

#### 2.1 Resistência Ôhmica

As primeiras medidas de resistência elétrica em materiais magnéticos foram realizadas por volta da metade do século XIX, onde, em 1857, William Thomson verificou mudança na resistividade do ferro e do níquel quando os mesmos eram submetidos a um campo magnético externo [1].

O físico alemão Georg Ohm (1789-1854) estabeleceu, em 1826, uma relação experimental entre a corrente elétrica fluindo entre dois pontos de um metal e a diferença de potencial verificada entre estes dois pontos. Esta foi uma das primeiras tentativas de entender a resposta de um metal à aplicação de um campo elétrico. A relação encontrada por Ohm, dada por

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} . \quad 2.1$$

A equação acima estabelece a relação entre o campo elétrico e a densidade de corrente local. A constante de proporcionalidade  $\sigma$ , é conhecida como condutividade elétrica e depende do material. Em geral  $\vec{E}$  e  $\vec{j}$  não precisam ser paralelos, o que leva à

definição de um *tensor condutividade elétrica*. Para uma corrente uniforme  $i$  fluindo através de um fio de comprimento  $l$  e área de seção reta  $A$ , observe a figura abaixo:

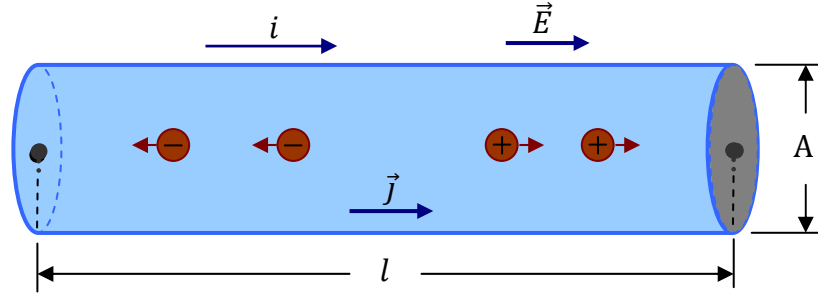


Figura 2.1 Configuração do movimento dos elétrons para a esquerda, devido à presença do campo elétrico. A corrente elétrica convencional (sentido hipotético de fluxo da carga positiva) está para à direita. A densidade de corrente  $\vec{j}$  é igualmente representada como se os portadores de carga fossem positivos, de modo que  $\vec{j}$  e  $\vec{E}$  tenham o mesmo sentido.

A densidade de corrente em módulo será dada por :

$$j = \frac{i}{A} . \quad 2.2$$

Como a diferença de potencial entre os dois pontos separados pela distância  $l$ , é dada por :

$$V = lE . \quad 2.3$$

De acordo com as equações (2.1) e (2.2) a equação (2.3) pode ser expressa como

$$V = \left( \frac{l}{\sigma A} \right) i \quad 2.4$$

onde o termo entre parênteses é a resistência elétrica

$$R = \frac{l}{\sigma A} = \rho \frac{l}{A} , \quad 2.5$$

onde  $\rho = \sigma^{-1}$ , é a resistividade elétrica do meio.

O primeiro modelo que tentou explicar a origem da condutividade elétrica em metais foi proposto por P. Drude [2], em 1900, três anos após a descoberta do elétron, por J.J. Thomson.

Na presença de um campo constante  $\vec{E}$ , existem  $n$  elétrons de carga  $q = -e$  por unidade de volume, a densidade de corrente elétrica é dada por

$$\vec{j} = nq\vec{v} = \frac{ne^2\tau}{m} \vec{E} , \quad 2.6$$

que expressa a **lei de Ohm**.

Como a condutividade elétrica  $\sigma$  é definida por:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} . \quad 2.7$$

Temos de acordo com a equação (2.1)

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m} . \quad 2.8$$

Como a resistividade elétrica  $\rho$  é definida como o recíproco da condutividade, teremos:

$$\rho = \frac{m}{ne^2\tau} . \quad 2.9$$

É fácil compreender o resultado expresso pela equação (2.8) para a condutividade de um gás de Fermi. Pois esperamos que a carga transportada seja proporcional à densidade de carga  $ne$ ; e o fator  $\frac{e}{m}$  entra porque a aceleração para um dado campo elétrico é proporcional à carga  $e$  e inversamente proporcional à massa  $m$ . O tempo  $\tau$  é o tempo livre médio, ou seja, o tempo durante o qual o elétron é acelerado pelo campo.

A principal conclusão desta seção é dada pela equação (2.8), que expressa uma distribuição de densidade de corrente elétrica dentro de um condutor. É importante lembrar que a equação (2.7) é válida para o caso não estático, pois na eletrostática o campo elétrico dentro de um condutor é nulo. Uma discussão detalhada das teorias de condução de elétrons livres pode ser encontrada em livros de física do estado sólido [3, 4].

## 2.2 Efeito Hall

Edwin Herbert Hall descobriu o “efeito Hall” em 1879 enquanto trabalhava em sua tese de doutorado em Física sob a orientação do Professor Henry A. Rollin [5]. Dr. Hall estava pesquisando a resistência elétrica de uma bobina alimentada por uma corrente elétrica na presença de um magneto. Por uma miríade de experiências e fracassos, Hall descobriu que o campo magnético gerava linhas equipotenciais em um condutor percorrido por uma corrente. Este efeito é observado como uma voltagem (voltagem Hall,  $V_H$ ) perpendicular à direção da corrente no condutor.

A ação do efeito Hall em um semiconductor médio é explicada adequadamente através da Física Quântica. Porém, usaremos a aproximação clássica para explicar a teoria deste fenômeno.

Considere o movimento de um elétron num campo magnético uniforme  $\vec{B}$ . A força de Lorentz (em unidades gaussianas) a que é submetido o elétron é dada por:

$$\vec{F} = -e \left( \vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{B} \right). \quad 2.10$$

O efeito Hall é a produção de um campo elétrico entre as faces de um condutor, na direção  $\vec{j} \times \vec{B}$ , em um condutor percorrido por uma densidade de corrente  $\vec{j}$ , na presença de um campo magnético  $\vec{B}$ . Se um campo magnético estático é aplicado numa barra de um semiconductor, perpendicularmente à direção de movimento de deriva das cargas, estas tendem a ser defletidas lateralmente, criando um acúmulo de cargas que resultam numa diferença de potencial transversal à barra.

Vamos considerar a geometria mostrada na figura 2.2, na qual a direção Y do sistema de coordenadas é escolhida como sendo a direção do campo magnético  $\vec{B}$ , X é a direção da densidade de corrente  $\vec{j}$  e Z é a direção transversal.

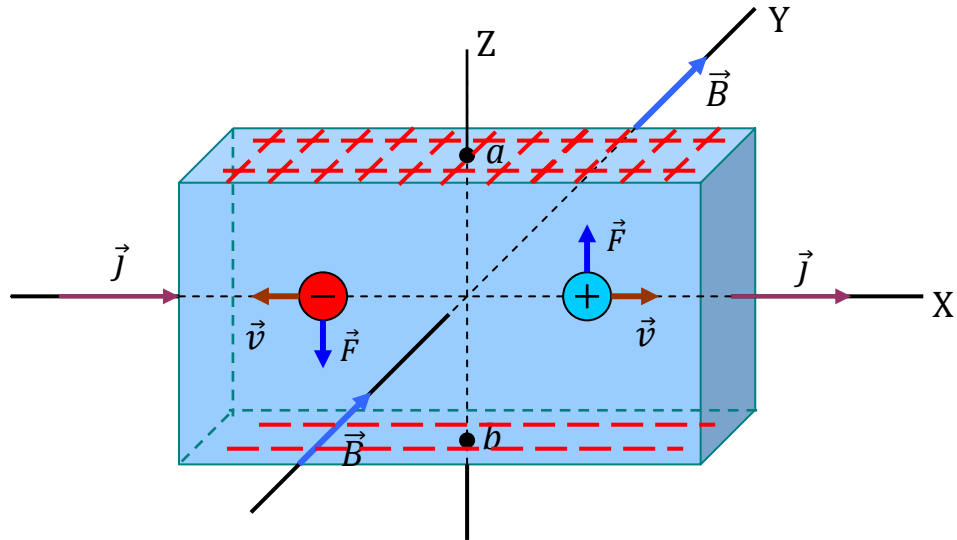


Figura 2.2 Ilustração do efeito Hall. Um campo magnético é aplicado numa barra de um semiconductor, percorrida por uma densidade de corrente elétrica  $\vec{j}$ . Quando  $\vec{j}$  estiver na direção de X e  $\vec{B}$  na direção de Y, todos os portadores de cargas positivas e negativas são defletidos para cima e para baixo na presença do campo magnético  $\vec{B}$ . A voltagem Hall ( $V_H$ ) é medida entre os pontos  $a$  e  $b$ , no eixo Z.

Devido à força magnética  $\left( \frac{q}{c} \vec{v} \times \vec{B} \right)$ , os portadores de cargas serão deslocados para as extremidades (direção Z). O valor do campo elétrico transversal pode ser



calculado considerando que a força do campo magnético sobre os portadores de cargas é dada por:

$$\vec{F} = q \left( \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{B} \right). \quad 2.11$$

Em regime estacionário a componente  $Z$  desta força deve ser nula. Então a componente  $Z$  do campo elétrico (no SI) de acordo com a equação (2.10) é:

$$\vec{E}_H = (v_x B_y) \hat{z}, \quad 2.12$$

onde  $v_x$  pode ser definido como:

$$v_x = \frac{j_x}{ne}. \quad 2.13$$

Substituindo a equação (2.13) na equação (2.12), teremos

$$\vec{E}_H = \frac{1}{ne} j_x B_y \hat{z} = R_H \vec{j} \times \vec{B} \quad 2.14$$

onde  $R_H = -\frac{1}{ne}$ , (no SI) é chamado de **coeficiente Hall**. A tensão elétrica é medida sobre as superfícies do filme (nos pontos  $a$  e  $b$  ao longo do eixo  $Z$ ), portanto o efeito Hall não será levado em conta nas interpretações dos resultados experimentais do capítulo 5.

### 2.3 Magneto-resistência Anisotrópica ( AMR )

Vimos na seção 2.1 que o estudo da magneto-resistência anisotrópica teve início em 1857 com os trabalhos de Willian Thomson [6]. Em 1946, R. Bozorth [7], formulou uma teoria para o fenômeno em termos dos domínios magnéticos. Uma alternativa de abordarmos o fenômeno da *AMR* é utilizarmos uma expressão fenomenológica do campo elétrico generalizado para uma dada densidade de corrente elétrica [2]. Dada pela expressão abaixo

$$\vec{E} = j_{\perp} \vec{j} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) (\vec{M} \cdot \vec{j}) \frac{\vec{M}}{M^2}, \quad 2.15$$

onde  $\rho_{\parallel}$  e  $\rho_{\perp}$  são respectivamente as resistividades elétricas medidas perpendicularmente e paralelamente à magnetização  $\vec{M}$ .

Considere um domínio magnético circular (ver figura 2.3) de magnetização  $\vec{M}$  formando um ângulo  $\theta$  com a densidade de corrente elétrica  $\vec{j}$ , ambos no plano do filme:

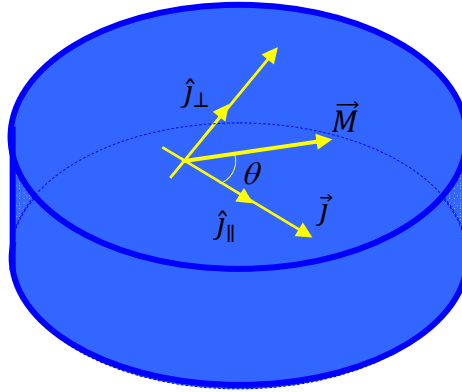


Figura 2.3 Ilustração entre a densidade de corrente elétrica e a magnetização de um monodomínio magnético circular para a configuração da AMR.

Analisando a figura acima, temos

$$\frac{\vec{M}}{M} = \cos \theta \hat{j}_{\parallel} + \sin \theta \hat{j}_{\perp} , \quad 2.16$$

$$\vec{j} = j \hat{j}_{\parallel} . \quad 2.17$$

Substituindo as equações (2.16) e (2.17) na equação. (2.15), temos

$$\vec{E} = j(\rho_{\perp} \sin^2 \theta + \rho_{\parallel} \cos^2 \theta) \hat{j}_{\parallel} + j(\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \frac{\sin(2\theta)}{2} \hat{j}_{\perp} . \quad 2.18$$

Usando a técnica de quatro pontas colineares, que será descrita com detalhes no capítulo 3, pode-se medir a componente do campo elétrico paralelo a densidade de corrente elétrica. De acordo com as equações (2.7) e (2.9), podemos escrever

$$|\vec{E}_{j_{\parallel}}| = j(\rho_{\perp} \sin^2 \theta + \rho_{\parallel} \cos^2 \theta) . \quad 2.19$$

O termo entre parênteses na equação acima, é definido com a resistividade AMR, de acordo com a equação de Voight-Thomson [8]:

$$\rho_{AMR} = \rho_{\perp} \sin^2 \theta + \rho_{\parallel} \cos^2 \theta . \quad 2.20$$

Definindo:  $\Delta\rho = \rho_{\parallel} - \rho_{\perp}$ , a equação (2.20) fica

$$\rho_{AMR} = \rho_{\perp} + \Delta\rho \cos^2 \theta . \quad 2.21$$

O efeito de magneto-resistência anisotrópica será uma corrente induzida que existe em materiais ferromagnéticos como Ni, Co ou Fe com aplicação de um campo magnético externo  $\vec{H}$ . A magnitude do efeito da AMR depende do ângulo entre a densidade de corrente elétrica  $\vec{j}$  que é  $\theta_j$  e o ângulo da magnetização  $\vec{M}$  que é  $\theta_M$  em materiais ferromagnéticos com respeito a uma determinada direção. O ângulo  $\theta_M$

normalmente será igual ao ângulo do campo aplicado  $\theta_H$ , mas pode ser influenciado através de outros fatores como forma ou magneto-cristalino de anisotropia em filmes finos magnéticos.

A dependência angular na mudança de resistência elétrica devido ao efeito de *AMR* pode ser expressa como segue

$$R(\theta) = R_{min} + \Delta R_{AMR} \cdot \cos^2(\theta_M - \theta_j) , \quad 2.22$$

com  $\Delta R_{AMR}$  sendo a variação da resistência elétrica devido ao efeito de *AMR*. De acordo com esta relação, a variação da resistência exibirá uma periodicidade em  $180^\circ$  quando o material ferromagnético é rotacionado em um campo magnético constante aplicado (ver figuras 2.4 e 2.5). A equação (2.22) pode ser ampliada para incluir as condições  $R_{\parallel}$  e  $R_{\perp}$ .

$$\Delta R_{AMR} = R_{\parallel} - R_{\perp} , \quad 2.23$$

$$R_{min} = R_{\perp} , \quad 2.24$$

$$R(\theta) = R_{\perp} + (R_{\parallel} - R_{\perp}) \cdot \cos^2(\theta_M - \theta_j) . \quad 2.25$$

A magneto-resistência anisotrópica pode ser interpretada como sendo um resultado da interação entre a densidade de corrente elétrica e a magnetização, isto é, entre os elétrons de condução (densidade de corrente elétrica) e os elétrons responsáveis pelo magnetismo (magnetização). Nos gráficos das figuras 2.4 e 2.5 é mostrado o comportamento teórico esperado para a *AMR* para os filmes de *Fe/MgO* e de *permalloy*. Nos gráficos abaixo, usamos resultados experimentais conhecidos como a resistência mínima e a variação da resistência *AMR* para o *Fe/MgO* e *Permalloy*.

Observa-se nos gráficos das figuras 2.4 e 2.5, que tanto o *Fe/MgO* e *Py* apresentam o mesmo comportamento magneto-resistivo em função do ângulo  $\theta$ , diferindo apenas nos valores da resistência ( $R_{\perp}$ ) inicial. Este efeito é originado no espalhamento dos elétrons de condução devido à existência de uma magnetização  $\vec{M}$  do filme, isto é, devido à interação entre os elétrons de condução com aqueles responsáveis pela magnetização do filme.

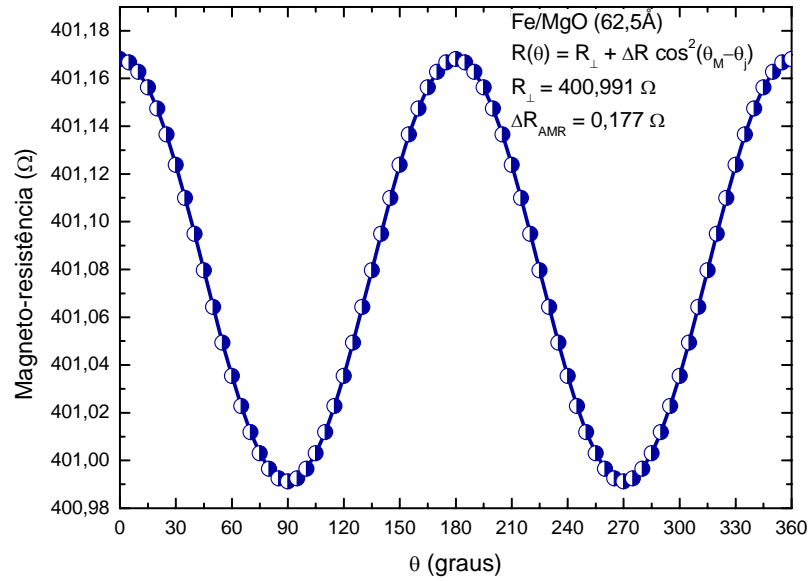


Figura 2.4 Magneto-resistência anisotrópica em filmes nanométricos de *Fe/MgO*.

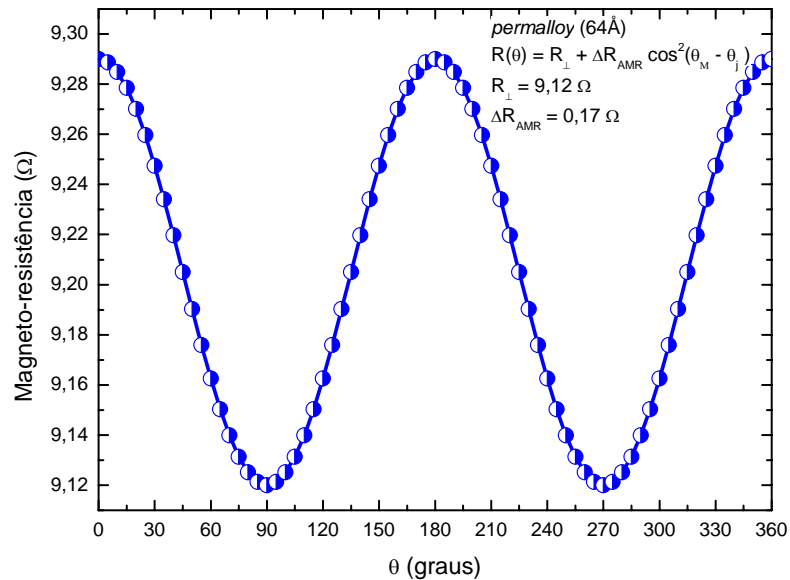


Figura 2.5 Magneto-resistência anisotrópica em filmes nanométricos de *permalloy*.

Para se obter os gráficos experimentais da *AMR*, aplica-se um campo magnético externo no plano da amostra de forma a saturar o filme. A medida é feita girando-se o filme em relação ao campo magnético externo aplicado.

A magneto-resistência ou magneto-resistividade, trata da influência das propriedades magnéticas estáticas de estados sólidos no comportamento eletrônico

dinâmico, ou seja, da influência do arranjo dos spins em uma camada magnética no movimento dos elétrons.

Num campo magnético externo, o spin muda a sua configuração, e subseqüentemente a mobilidade dos elétrons. Assim a variação da resistência acontece, o que definiremos como magneto-resistência. A magnitude deste efeito será definida como:

$$MR = \frac{R(H) - R(H = 0)}{R(H = 0)} = \frac{\Delta R}{R} , \quad 2.26$$

com  $R(H)$  sendo a resistência em um campo externo  $\vec{H}$  (dado em módulo). Este valor é expressado freqüentemente como uma porcentagem. A *sensitividade relativa* do efeito da magneto-resistência será definida como:

$$S = \frac{\Delta R}{R} / H_S , \quad 2.27$$

com a unidade de  $S$  é dada em  $\%/Oe^*$  e  $\vec{H}_S$  (campo magnético de saturação, em módulo) que é o campo externo mínimo que conduz para a saturação do efeito da magneto-resistência.

Os efeitos de magneto-resistência mais importantes são:

- **Magneto-resistência Normal** – De modo geral, ela é caracterizada por um aumento da resistência elétrica ao aplicarmos um campo magnético externo. Assim, é conhecida a magneto-resistencia normal ou positiva. Ocorre em metais não-magnéticos, como consequência da força de Lorentz. O campo magnético externo faz os elétrons moverem-se em trajetórias espirais. Assim, o livre caminho médio entre duas colisões é reduzida, o que leva a um aumento da resistência.
- **AMR – Magneto-resistência de Anisotropia**. Que é causada por anisotropias de espalhamento no *bulk*. O efeito chega a vários %. A sensibilidade é aproximadamente 1. E  $H_S$  é bastante pequeno.
- **GMR – Magneto-resistência Gigante**. Esta será devido ao spin dependente do espalhamento dos elétrons nas interfaces. A magnitude será de 5% até quase aproximadamente 100% a temperatura ambientes. A sensibilidade está entre  $S = 0.01 \dots$
- 3. E  $H_S$  exibe valores médios.
- **CMR – Magneto-resistência Colossal**. Este efeito é causado pelo spin dependente do espalhamento dos elétrons no *bulk* de materiais específicos. O efeito será

---

\* *Oe* unidade de campo magnético que significa *Oerst* (Oersted) e equivale a  $10^{-4}T$  (tesla) no SI.

aproximadamente 100% a temperatura ambiente e alcança valores de até 108% a baixas temperaturas. A sensibilidade é bastante pequena, com aproximadamente  $S = 0.001$ . E  $H_s$  é grande.

➤ TMR – Magneto-resistência de Tunelamento. Que é devido ao spin dependente dos processos de tunelamento. O efeito pode alcançar valores de aproximadamente 50% a temperatura ambiente com uma sensibilidade de até 1.5. Os valores de  $H_s$  são pequenos.

Uma diferenciação geral deve ser levada em conta:

- ✓ Magneto-resistência Transversal. O campo magnético externo é perpendicular à corrente elétrica.
- ✓ Magneto-resistência Longitudinal. O campo magnético é orientado ao longo da direção da corrente elétrica.

## 2.4 Energias Livres em Materiais Magnéticos

Os materiais ferromagnéticos apresentam comportamentos relacionados com sua disposição espacial, que podem ou não, favorecer uma orientação preferencial para a magnetização espontânea. O favorecimento leva ao que nós chamamos de anisotropia magnética [9]. Nos filmes nanométricos, em particular, esta anisotropia torna-se mais acentuada à medida que a espessura do material é reduzida.

Detalhamos nesta seção o comportamento estático e dinâmico da magnetização em filmes nanométricos magnéticos. Iniciamos com o formalismo da energia, a partir da equação de movimento, que é resolvida por uma expansão da energia livre magnética em coordenadas angulares. Onde escolhemos um sistema de eixos para cada filme nanométrico, em que um dos eixos, está na posição de equilíbrio da magnetização em cada filme.

Os resultados obtidos são todos em função do parâmetro de controle, o campo magnético externo aplicado. Os termos das energias livres a serem detalhadas nesta seção são: a Zeeman, de desmagnetização, de superfície, a uniaxial e a energia cúbica. Além destas, existem as contribuições devido às interações entre camadas: interação de troca (*exchange*) indireta (mediada por uma camada metálica não-magnética), e interação de troca direta (que ocorre na interface entre um meio ferromagnético e outro meio antiferromagnético), para maiores detalhes ver referências [10, 11].

### 2.4.1 Energia Zeeman

A energia de Zeeman é o primeiro termo da energia magnética e está vinculada à densidade de energia associada ao campo externo aplicado,

$$E_Z = -d\vec{M} \cdot \vec{H} , \quad 2.28$$

onde  $d$  é a espessura do material ferromagnético,  $\vec{M}$  e  $\vec{H}$  os vetores de magnetização e de campo magnético externo aplicado, respectivamente. Esta energia tende a forçar a magnetização a alinhar-se com o campo externo.

### 2.4.2 Energia de Desmagnetização

Em filmes finos, devido à baixa dimensionalidade, a anisotropia de forma é uma das principais contribuições para anisotropia magnética total do sistema e sempre deve ser levada em conta. Esta anisotropia está relacionada com a energia magnetostática originada por um campo antiparalelo à magnetização, que surge dentro do material ferromagnético devido à própria magnetização, produzindo pólos em sua superfície. Estes pólos representam um campo contrário à magnetização, sendo chamado de campo desmagnetização  $\vec{H}_d$ . Este campo depende somente da magnetização e da geometria da amostra e sua intensidade é dada por

$$\vec{H}_d = -D_{ii}\vec{M} \cdot \vec{H}_d , \quad 2.29$$

onde  $D_{ii}$  é o coeficiente de desmagnetização e depende da direção da magnetização, sendo menor na direção onde o material é mais alongado. Como o campo de desmagnetização possui uma determinada energia, a magnetização irá permanecer nesta direção na ausência de campo magnético externo.

A equação para a energia de desmagnetização é dada pelo produto escalar entre a magnetização e o campo magnético de desmagnetização. Essa energia, chamada magnetostática, é dada por

$$E_d = \frac{1}{2}d\vec{M} \cdot \vec{H}_d = d2\pi M^2 \cos^2\theta , \quad 2.30$$

para maiores detalhes sobre os fatores de desmagnetização ver referência [12].

### 2.4.3 Energia de Superfície

As propriedades magnéticas de filmes nanométricos podem ter origem em efeitos de superfície ou de interface. Verifica-se experimentalmente que no caso de filmes nanométricos essa energia de superfície se manifesta como uma diminuição da magnetização do material em função da espessura. A energia de superfície é dada por:

$$E_s = -K_s \cos^2 \theta , \quad 2.31$$

onde  $K_s$  é a constante de anisotropia magnética podendo ser positiva ou negativa, dependendo da espessura e natureza do filme magnético.

### 2.4.4 Energia Uniaxial

A energia uniaxial ou anisotropia magneto-cristalina uniaxial, origina-se de uma quebra de simetria da rede cristalina da amostra numa dada direção. Essa quebra de simetria gera um arranjo cristalino na amostra que resulta em uma direção preferencial (eixo fácil) de orientação da magnetização. A anisotropia magneto-cristalina uniaxial surge naturalmente quando o material se arranja de acordo com uma rede cristalina hexagonal, neste caso o eixo fácil é paralelo ao eixo-c do cristal.

A anisotropia uniaxial também pode ser originada da tensão mecânica induzida durante o processo de crescimento de filmes magnéticos. Essa tensão pode ser gerada devido ao descasamento entre as constantes de rede do substrato e do material do filme a ser crescido. Podemos escrever a energia em função da magnetização e da constante de anisotropia uniaxial  $K_u$ ,

$$E_u = -d\vec{M} \cdot \vec{H} + dK_u \cos^2 \theta . \quad 2.32$$

A anisotropia magneto-cristalina uniaxial apresenta eixos fáceis em  $\theta = 90^\circ$  ;  $270^\circ$  e  $\theta = 0^\circ$  ;  $180^\circ$  os eixos duros. Observe na figura abaixo.



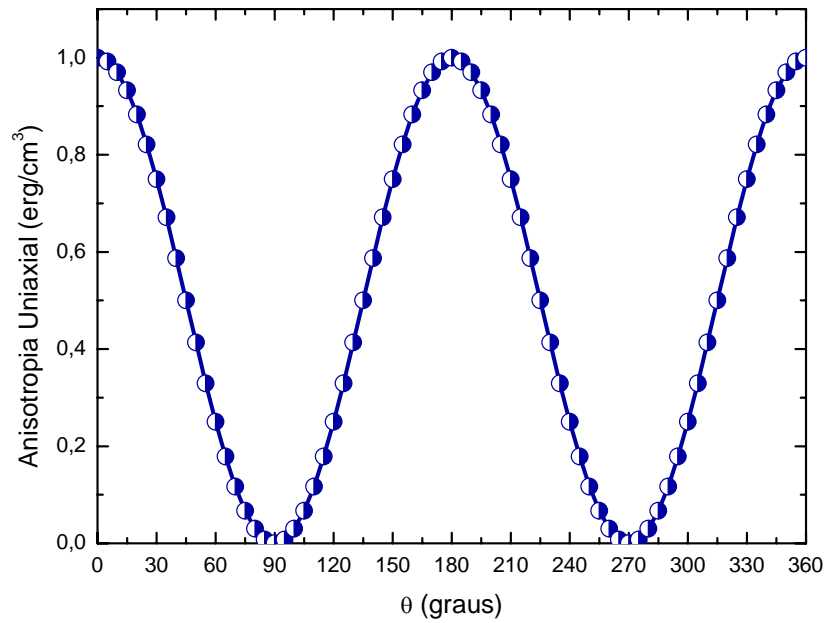


Figura 2.6 Energia uniaxial em função dos ângulos esféricos.

### 2.4.5 Energia Cúbica

Para cristais cúbicos como o ferro, geralmente a anisotropia magneto-cristalina está presente. Trata-se de uma orientação preferencial da magnetização em relação aos eixos ou planos do cristal de que o material é formado. A energia de anisotropia magneto-cristalina pode ser escrita como uma soma de potências pares dos co-senos diretores  $\alpha_i$  [13] e da magnetização de saturação  $\vec{M}_s$ , com relação aos eixos de coordenadas no sistema cartesiano. Para um cristal com simetria cúbica como o Fe, temos:

$$E_c = dK_0(\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2) + dK_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + dK_2(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2) + \dots, \quad 2.33$$

onde  $K_0$ ,  $K_1$ , e  $K_2$  são as constantes de anisotropia para o material e  $d$  a espessura do material. Em particular  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  e  $\alpha_3$  são os co-senos diretores da magnetização. A temperatura ambiente, o ferro apresenta,  $K_1 = 4,8 \times 10^5 \text{ erg/cm}^3$  e  $K_2 = 5 \times 10^4 \text{ erg/cm}^3$ .

Para escrever sua expressão incluindo todas as duas simetrias necessárias é comum usar os co-senos diretores da magnetização que estão definidos na figura abaixo.

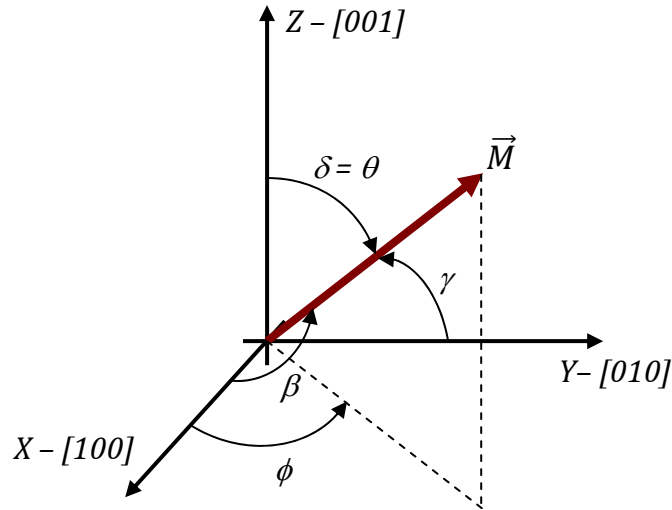


Figura 2.7 Sistema de eixos mostrando as coordenadas esféricas, os co-senos diretores da magnetização e os principais eixos de simetria de um cristal cúbico.

Da figura 2.7, escrevemos

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 &= \cos\beta = \text{sen}\theta\cos\phi, \\ \alpha_2 &= \cos\gamma = \text{sen}\theta\text{sen}\phi, \\ \alpha_3 &= \cos\delta = \cos\theta. \end{aligned} \right\} \quad 2.34$$

Devido às relações trigonométricas, o primeiro termo entre parêntese na equação (2.33) é igual a 1, isso significa que o primeiro termo na equação (2.33) é constante. Em geral, nos resultados experimentais, é verificado que  $K_1 \gg K_2$  e, portanto, a equação (2.33) fica

$$E_c = dK_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) . \quad 2.35$$

Dependendo do material  $K_1$  pode ser positivo ou negativo. Dois exemplos de materiais cúbicos, o ferro ( $K_1 > 0$ ), e o níquel ( $K_1 < 0$ ). Para a direção de crescimento [110], então o plano (110) é paralelo ao plano do filme. Esta direção de simetria é dada pela orientação cristalina do substrato. Dessa forma, ao escrever a equação (2.35) em função dos ângulos esféricos, fica mais simples se um dos eixos coordenados for paralelo à direção [110]. Usando os ângulos esféricos mostrados na figura 2.6 para reescrever a equação (2.35), teremos

$$E_c = \frac{1}{4}dK_1(\text{sen}^4\theta\text{sen}^22\phi + \text{sen}^22\theta) . \quad 2.36$$

A magnetização do filme fica no plano, e supondo que o plano do filme seja paralelo ao plano –  $xy$  (direção de crescimento  $[001]$ , tem-se que  $(\theta = 90^\circ)$  e, a energia cúbica fica

$$E_c^{[001]} = \frac{1}{4} dK_1 \text{sen}^2 2\phi . \quad 2.37$$

Observe que a energia cúbica da equação (2.37) é minimizada em dois eixos:  $\phi = 0^\circ ; 90^\circ ; 180^\circ$  e  $270^\circ$ , que são os eixos preferenciais (eixos fáceis) da magnetização da amostra e  $\phi = 45^\circ ; 135^\circ ; 225^\circ$  e  $315^\circ$ , os eixos duros, de acordo com o a figura 2.8.

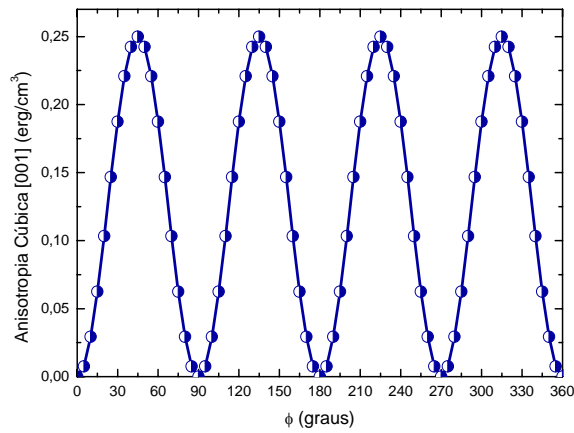


Figura 2.8 Energia cúbica em função dos ângulos esféricos para a direção de crescimento  $[001]$ .

Usando o mesmo procedimento análogo da etapa anterior, encontraremos a expressão da energia cúbica para o caso de crescimento na direção  $[110]$ :

$$E_c^{[110]} = \frac{1}{4} dK_1 (\cos^4 \theta + \text{sen}^2 2\theta) . \quad 2.38$$

Na figura 2.9, é mostrado o comportamento angular da energia cúbica. Onde os ângulos  $\theta = 90^\circ$  e  $270^\circ$ , representam os eixos fáceis, e  $\theta = 0^\circ$  e  $180^\circ$ , representam os eixos duros.

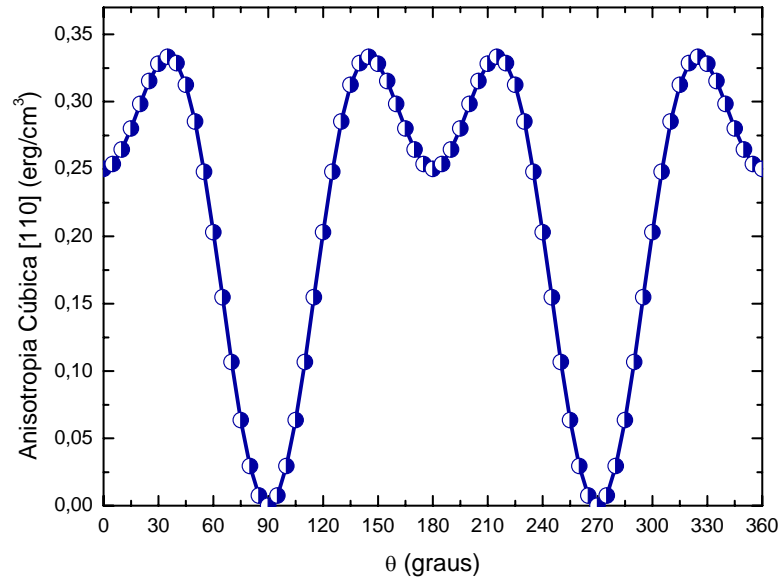


Figura 2.9 Energia cúbica em função dos ângulos esféricos para a direção de crescimento [110].

Repetindo o mesmo procedimento que foi utilizado para a direção [110], encontramos para a energia cúbica de um filme crescido na direção [111], a seguinte expressão

$$E_c^{[111]} = \frac{1}{4}dK_1 \left( \text{sen}^4\theta + \text{cos}^4\theta + \frac{1}{2}\text{sen}^2 2\theta \right) = \frac{1}{4}dK_1, \quad 2.39$$

onde usamos o fato que  $\left( \text{sen}^4\theta + \text{cos}^4\theta + \frac{1}{2}\text{sen}^2 2\theta \right) = 1$ .

O comportamento da energia cúbica da equação (2.39) está representado na figura 2.10.

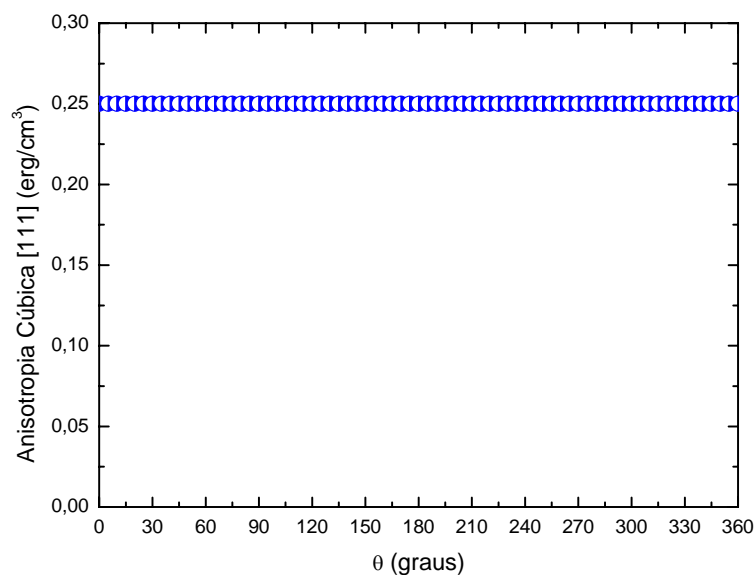


Figura 2.10 Energia cúbica em função dos ângulos esféricos para a direção de crescimento [111].

Os valores das constantes  $K_i$  [14], para os elementos ferromagnéticos Fe, Ni e Co em baixas temperaturas são dados na tabela abaixo:

	<i>bcc – Fe</i>	<i>fcc – Ni</i>	<i>hcp – Co</i>
$K_1 (J/m^3)$	$5,48 \cdot 10^4$	$- 12,63 \cdot 10^4$	$7,66 \cdot 10^5$
$K_2 (J/m^3)$	$1,96 \cdot 10^2$	$5,78 \cdot 10^4$	$1,05 \cdot 10^5$
$K_3 (J/m^3)$	$0,9 \cdot 10^2$	$3,48 \cdot 10^3$	–

Tabela 2.1 Magnitudes das constantes de anisotropias magneto-cristalinas  $K_1$ ,  $K_2$  e  $K_3$  para o Fe, Ni e Co em  $T = 4,22$  K.

## Referências Bibliográficas

- [1] W. Thomson, Proc. Roy. Soc., **8**, p. 546-550 (1857);
- [2] Alexandre Barbosa de Oliveira, Magnetoresistência em Filmes e Multi-camadas Magnéticas, tese de mestrado 2005, Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco (UFPE).
- [3] Introdução à Física do estado Sólido, C. Kittel, oitava edição;
- [4] *Solid State Physics*, Ascroft & Mermin, Saunders College Publishing (1976);
- [5] C. L. Chin and C. R. Westgate (Editors), *The Hall Effect and Its Applications*, Plenum Press, New York, 1979, p.535.
- [6] W. Thomson, Proc. Roy. Soc. **9**, p. 349-353 (1858);
- [7] R.M. Bozorth, Phys. Rev. **70**, p. 923-932 (1946);
- [8] J.P. Jan, *Solid State Physics* (Academic Press, Inc., New York, 1957) **V**, p. 15;
- [9] Carlos Chesman de A. Feitosa, Acoplamento de intercambio bilinear e bi-quadrático em tri-camadas metálicas magnéticas, tese de doutoramento 1998, Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco (UFPE).
- [10] S.M. Rezende, H. Xi and R. M. White *Measurement Dependence of the Exchange Anisotropy* J Appl Phys 87, 4960-4962 (2000)
- [11] C. Chesman, N. S. Almeida, A. Azevedo, Flávio M.de Aguiar, S. M. Rezende, “*Temperature dependence of the interfilm magnetic interaction in Fe/Cr/Fe trilayers*”, Journal of Magnetism Materials, V. 226-23, n.2, 1770-1772 (2001)

[12] Osborn, J. A. Desmagnetizing factors of the general ellipsoid. **Physical Review**, v. 67, p. 351-357, (1945).

[13] **Physics of Magnetism and Magnetic Materials**, K. H. J. Buschow, F. R. de Boer. Kluwer Academic Publishers, New York. 2004, p. 100.

[14] **Fundamentals of Magnetism**. Mathias Getzlaff. Springer Berlin Heidelberg, New York. 2008.

## Capítulo 3

### Técnicas Experimentais Usadas na Caracterização de Filmes Nanométricos

Neste capítulo apresentamos as técnicas experimentais utilizadas na obtenção de filmes nanométricos, e as técnicas usadas na investigação da magneto-resistência de filmes magnéticos. O desenvolvimento do aparato experimental, bem como, a automação dos experimentos fazem parte desta dissertação e está descrito no capítulo 4. Na seção seguinte é detalhada a técnica usada na obtenção dos filmes nanométricos (Fe/MgO e Py) estudados neste trabalho. Detalhamos também, de forma sucinta, duas técnicas experimentais muito utilizadas na caracterização da magneto-resistência: o Magnetômetro de Efeito Kerr Magneto-óptico (MOKE) e a Magneto-resistência (MR).

#### 3.1 Técnica Utilizada na Obtenção de Filmes Nanométricos

Nos últimos anos, intensificou-se uma revolução científica e tecnológica de enorme abrangência e impacto: a nanociência e nanotecnologia. Esses neologismos referem-se ao estudo de novas propriedades e ao desenvolvimento de aplicações tecnológicas de objetos e dispositivos que tenham ao menos uma de suas dimensões físicas menor que – ou da ordem de – algumas dezenas de nanômetros. A manipulação da matéria na escala atômica representa uma grande revolução tecnológica, talvez a maior até hoje.

Entre as técnicas modernas de produção de filmes nanométricos [1], destacam-se: a *evaporação catódica* (“sputtering”); *feixe de elétrons* (“e-beam”) e a *epitaxia por feixe molecular* – MBE, de *molecular beam epitaxy*. Com esta última técnica e, sob condições de ultra-alto vácuo ( $10^{-11}$  torr), feixes moleculares são lançados sobre um substrato monocristalino aquecido a algumas centenas de graus celsius, resultando filmes monocristalinos de alta qualidade. A técnica de MBE tem sido mais intensamente utilizada para a produção de heteroestruturas de camadas alternadas de semicondutores distintos.



### 3.1.1 Evaporação Catódica

A técnica utilizada para depositar os filmes nanométricos, foi a *sputtering DC*. Esta técnica é usada para crescer filmes sobre um substrato e baseia-se na aplicação de uma elevada voltagem elétrica ( $\cong 1kV$ ) a um gás sob baixa pressão ( $\cong mTorr$ ), de forma a gerar um plasma. Os íons atingem um alvo constituído do material a depositar, arrancando átomos do mesmo e fazendo com que se depositem sobre o substrato.

*Sputtering* designa o mecanismo de ejeção de material de uma superfície (alvo) pelo bombardeamento de partículas com alta energia (ver figura 3.1). O material ejetado se deposita sobre o substrato e seu suporte, colocados em oposição à superfície bombardeada. Esta técnica permite a deposição de uma grande variedade de materiais, incluindo Alumínio, ligas de Alumínio, Platina, Ouro, Titânio, Tungstênio, Molebidênio, Silício, Oxido de Silício, etc.

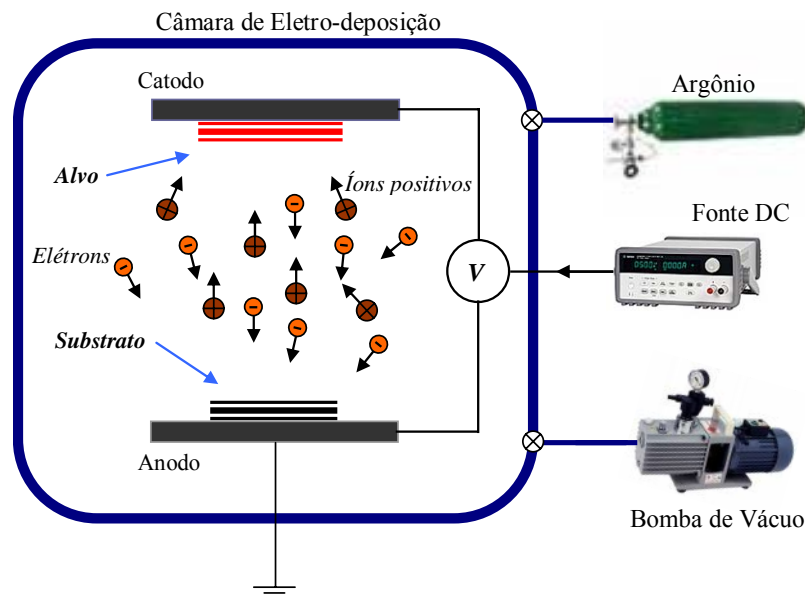


Figura 3.1 Representação esquemática simplificada da evaporação catódica (*sputtering*).

As partículas de alta energia que bombardeiam o alvo, normalmente íons de Argônio, são gerados em plasmas de descarga luminosa. A descarga luminosa se alto sustenta, e é produzida pela aplicação de um campo elétrico DC (com tensão em torno de 1.5 kV) entre dois eletrodos (o alvo negativo, cátodo, e o suporte da amostra positivo, ânodo) dispostos em oposição dentro de uma câmara. O Argônio é colocado na câmara com pressão inicial de aproximadamente 1 torr. O espaçamento entre os eletrodos é da ordem de 15cm.

A ionização dos átomos de Argônio no plasma se processa pelas colisões com elétrons. Para se aumentar a eficiência desta ionização, pode-se confinar os elétrons perto da superfície do alvo por meio de um campo magnético. Neste caso, a técnica é denominada *Magnetron Sputtering*.

Os filmes nanométricos (Fe/MgO e Py) foram crescidos no Laboratório de Nanoestruturas do Departamento de Física Teórica e Experimental (DFTE) da Universidade Federal do Rio Grande do Norte (UFRN), em Natal – RN. O equipamento utilizado para crescimentos dos filmes nanométricos é da AJA International, cujo modelo é o **ATC ORION 8 HV – MAGNETRON SPUTTERING SOURCES**.

## 3.2 Técnicas Experimentais

Nesta seção descrevemos duas técnicas experimentais ( MOKE e MR ) muito utilizadas na investigação de fenômenos físicos (magnetização, propriedades ópticas, resistência elétrica , ...), que ocorrem em filmes magnéticos nano-estruturados, quando estes estão submetidos à presença de campos magnéticos DC. Dentre as principais técnicas, destacamos:

- a) – Magnetômetro de Efeito Kerr Magneto-óptico ( MOKE );
- b) – Magneto-resistência ( MR );
- c) – Ressonância Ferromagnética ( FMR );
- d) – Low Energy Electron Diffraction ( LEED );
- e) – Reflection High Energy Electron Diffraction ( RHEED ).

Usando a técnica de FMR é possível medir a susceptibilidade magnética de uma amostra magnética. Onde a idéia básica do experimento de ressonância ferromagnética é medir as linhas de absorção ressonantes, com uma radiação de microondas, devido aos *spins* eletrônicos de uma amostra ferromagnética, que ocorre na presença de um campo magnético estático  $\vec{H}_0$ , em torno do qual o momento magnético total do material precessiona causando uma variação de seu momento magnético [2].

As duas últimas técnicas experimentais ( LEED e RHEED ) nos possibilita uma compreensão macroscópica da estrutura atômica do material investigado [3]. Com estas técnicas de caracterização da estrutura atômica, observa-se o crescimento das camadas

atômicas dos filmes, nos possibilitando tanto o conhecimento do tipo de estrutura quanto a qualidade da superfície e das interfaces.

### 3.2.1 Magnetômetro de Efeito Kerr Magneto-óptico

O efeito Kerr magneto-óptico é observado na reflexão da luz polarizada ( $E'_p$ ) na superfície de materiais magnéticos, e pode ser classificado de acordo com as componentes da magnetização, a qual é sensível, em relação ao plano de incidência da luz. Dessa forma, o efeito Kerr pode ser classificado em três tipos, segundo a disposição espacial: *transversal*, *longitudinal* e *polar*. Na figura 3.2 é mostrado esquematicamente o efeito Kerr polar, onde a componente da magnetização ( $\vec{M}_z$ ) é perpendicular ao plano da amostra. Já o efeito Kerr longitudinal é devido à componente da magnetização ( $\vec{M}_y$ ) no plano da amostra e paralelo ao plano de incidência da luz. Por último, o efeito Kerr transversal que é sensível à componente da magnetização ( $\vec{M}_x$ ) paralela à superfície do material e perpendicular ao plano de incidência da luz.

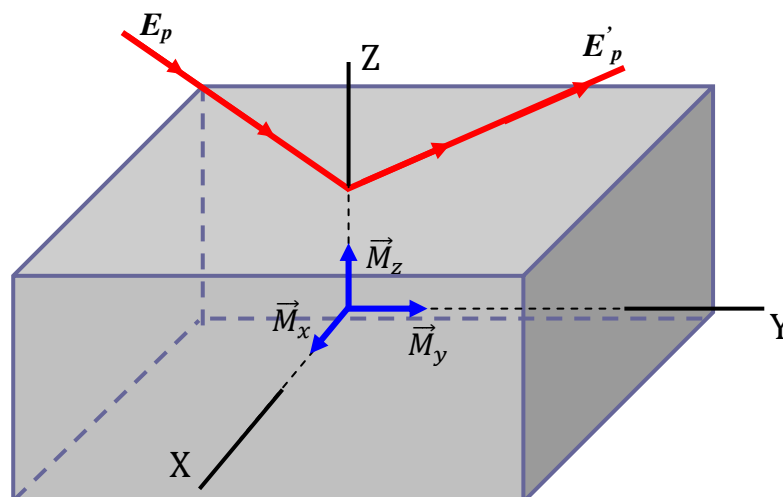


Figura 3.2 Representação esquemática simplificada da configuração do efeito Kerr polar, longitudinal e transversal.

A montagem do equipamento está esquematizada na figura 3.3, e inclui um sistema de detecção de sinal óptico (foto sensor) associada à técnica de amplificação (lock-in); feixe de luz que é produzido por um LASER de Hélio-Neônio, modulado externamente por um “chopper”; dois polarizadores; dois conjuntos de lentes ajustáveis; um PC; Um eletroímã; uma fonte de corrente elétrica DC; um “data acquisition” e um gaussímetro. A

amostra é posicionada entre os pólos de um eletroímã, onde o campo magnético é monitorado pelo gaussímetro através de uma sonda Hall. O campo magnético gerado pelo eletroímã é variado na região de confinamento da amostra.

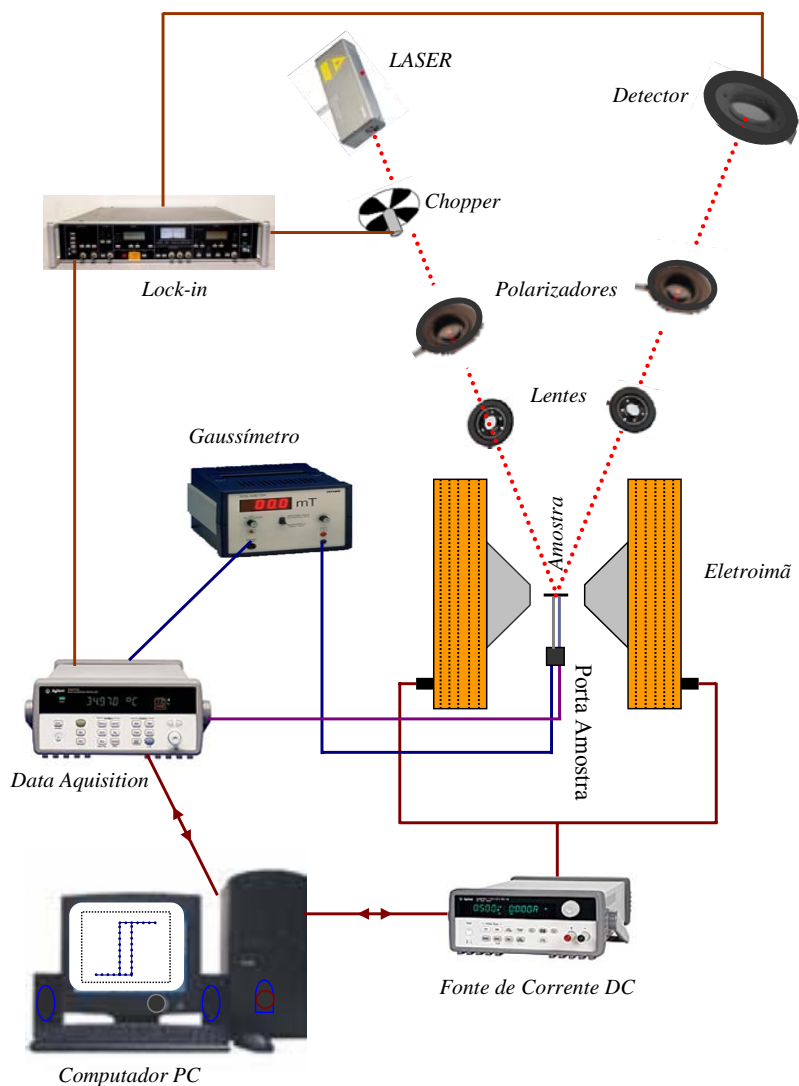


Figura 3.3 Representação esquemática da montagem do aparato experimental para as medidas de efeito Kerr magneto-óptico (MOKE).

### 3.2.2 Magneto-resistência

Uma amostra ferromagnética, quando submetida a um campo magnético externo, observa-se uma diminuição de sua resistência elétrica. Em metais de transição, sua origem está relacionada com a força de Lorentz. O efeito da magneto-resistência gigante (GMR) foi observado pela primeira vez por Baibich e colaboradores [4], em multicamadas magnéticas de metais de transição ( Fe, Ni e Co ).

A montagem experimental para medir magneto-resistência foi desenvolvida no decorrer do programa de mestrado. O princípio de funcionamento está baseado na técnica convencional de quatro pontas. Nessa técnica, quatro pontas (contatos) colineares e igualmente espaçadas são pressionadas sobre a superfície do filme. Os dois contatos externos são usados para aplicar a corrente elétrica, enquanto que a diferença de potencial elétrico é medida através dos dois contatos internos (ver figura 3.4). A amostra é fixada com fita de dupla face num suporte de latão, logo abaixo dos contatos. Então, o suporte que contém as quatro pontas é aproximado de modo a permitir o contato com a superfície do filme. Os contatos são estabilizados por uma mola de leitora de disco rígido (HD) de PC, acionada por um parafuso, ver foto digital da figura 3.5.

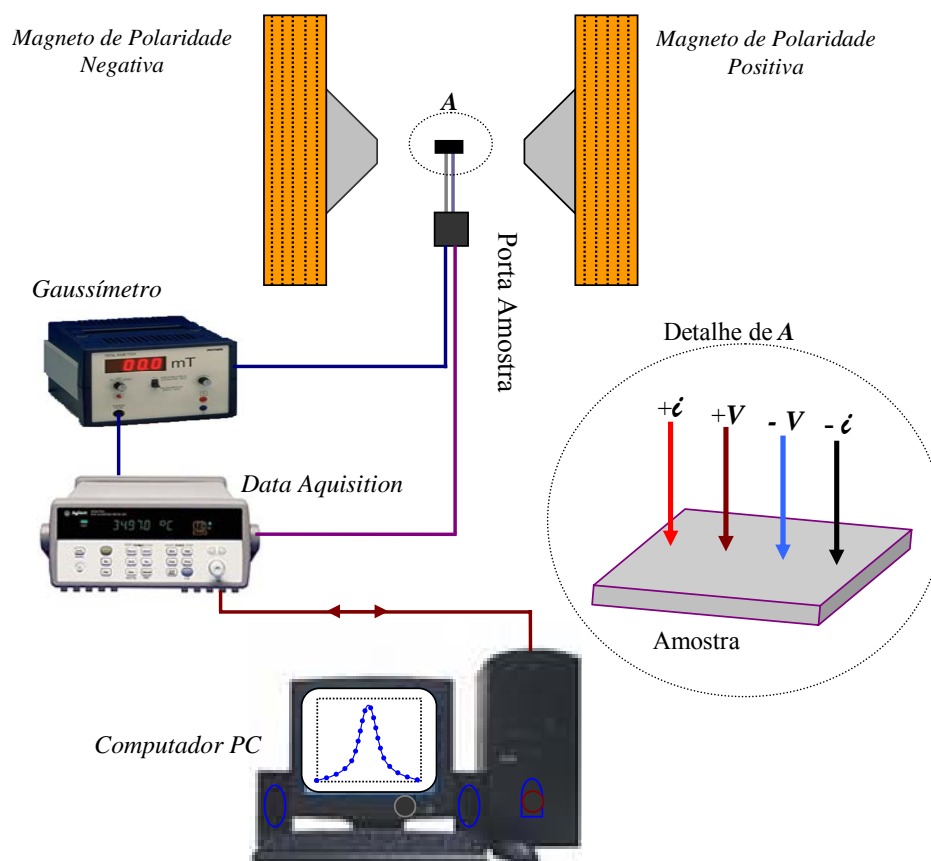


Figura 3.4 Representação esquemática da montagem do aparato experimental para as medidas de Magneto-resistência (MR).

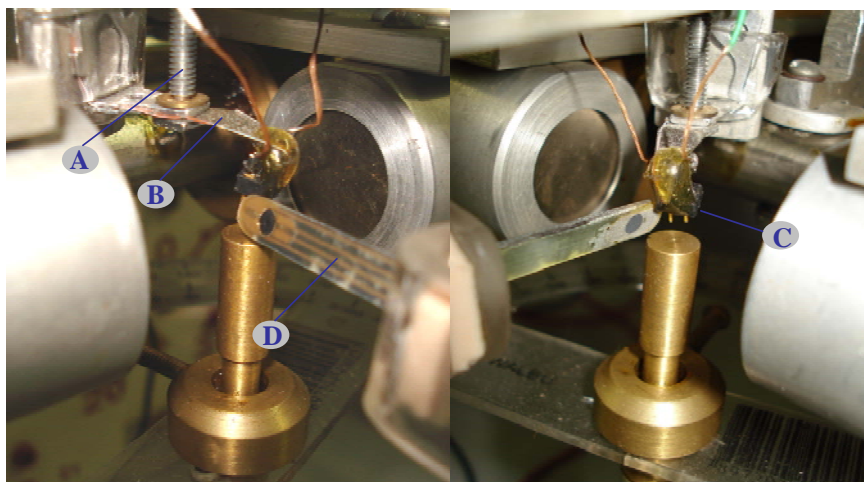


Figura 3.5 Representação digital da região de confinamento da amostra: parafuso (A); mola (B); contatos (C) e ponta Hall (D).

A corrente elétrica e a diferença de potencial é medida por um “*data acquisition*” da Agilent, modelo 34970A. O porta amostra, que fica entre os pólos do Dispositivo de Variação de Campo Magnético – DC, que está descrito no capítulo 4, é montado na extremidade de uma haste de latão, fixada sobre uma base giratória de 360<sup>0</sup>, permitindo assim, variar o ângulo azimutal entre o campo magnético externo e a densidade de corrente elétrica aplicada (ver figura 3.4). O campo magnético é controlado por um motor elétrico com caixa de redução, que aciona uma plataforma magnética do DVCM – DC. Os equipamentos são conectados ao PC através de interface GPIB.

Ao medir a resistência elétrica utilizando contatos pontuais deve-se tomar cuidado com a interpretação dos resultados experimentais, pois dependendo da distribuição espacial de corrente, as medidas podem depender de parâmetros geométricos da montagem, tais como a distância entre os eletrodos ( $d$ ). Dois casos devem ser considerados:

- (i) a espessura  $\varepsilon$  do filme muito maior do que a distância entre os eletrodos ( $\varepsilon \gg d$ );
  - (ii) a situação em que ( $\varepsilon \ll d$ ).
- (i) **Primeiro caso** ( $\varepsilon \gg d$ )

Neste caso a distribuição espacial de corrente elétrica é esférica (ver figura 3.6). Assim, a área atravessada pela corrente dentro da amostra é dada por

$$A = \frac{1}{2} 4\pi r^2, \quad 3.1$$

onde  $r$  é o raio da superfície semi-esférica mostrada na figura 3.6. A resistência infinitesimal, ao longo da direção  $-y$ , pode ser escrita como

$$dR_y = \rho \frac{dy}{dx}. \quad 3.2$$

Para calcular a resistência entre os eletrodos que medem a diferença de potencial, basta integrar esta última equação ao longo do caminho:  $x = z = 0$  e  $y_1 \leq y \leq y_2$

$$R = \int_{y_1}^{y_2} \rho \frac{dy}{2\pi y^2} = \frac{\rho}{2\pi} \left( \frac{1}{y_1} - \frac{1}{y_2} \right). \quad 3.3$$

Como os espaçamentos entre eletrodos consecutivos são iguais, isto é,  $y_2 = 2y_1$ , e  $y_2 - y_1 = d$ , então

$$R = \frac{\rho}{4\pi d}. \quad 3.4$$

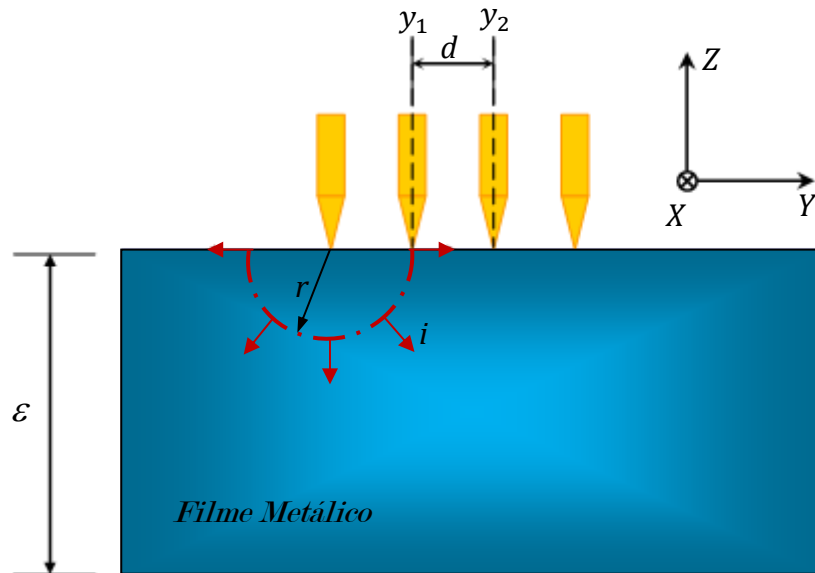


Figura 3.6 Ilustração geométrica da distribuição de corrente elétrica em 2D, no caso em que  $(\varepsilon \gg d)$ .

A resistência elétrica medida é dada por

$$R = \frac{V}{i}, \quad 3.5$$

onde  $V$  é a diferença de potencial medida através dos eletrodos internos e  $i$  é a corrente elétrica aplicada pelos eletrodos externos (ver figuras 4.5, 4.6 e 4.7) da seção 4.3.

$$\rho = 4\pi d \frac{V}{i} . \quad 3.6$$

Dessa forma, a resistividade elétrica ( $\rho$ ) depende de  $d$ , o que não é desejável

(ii) **Caso em que** ( $\varepsilon \ll d$ ).

A distribuição espacial de corrente elétrica, neste caso, possui uma simetria cilíndrica (ver figura 3.7). Usando o mesmo procedimento anterior, temos que

$$A = 2\pi r \varepsilon , \quad 3.7$$

onde  $r$  é o raio da superfície cilíndrica mostrada na figura 3.7. Integrando ao longo dos dois eletrodos internos,  $x = z = 0$  ; e  $y_1 \leq y \leq y_2$  :

$$R = \int_{y_1}^{y_2} \rho \frac{dy}{2\pi \varepsilon y} = \frac{\rho}{2\pi \varepsilon} \ln \left( \frac{y_2}{y_1} \right) = \frac{\rho}{2\pi \varepsilon} \ln (2) . \quad 3.8$$

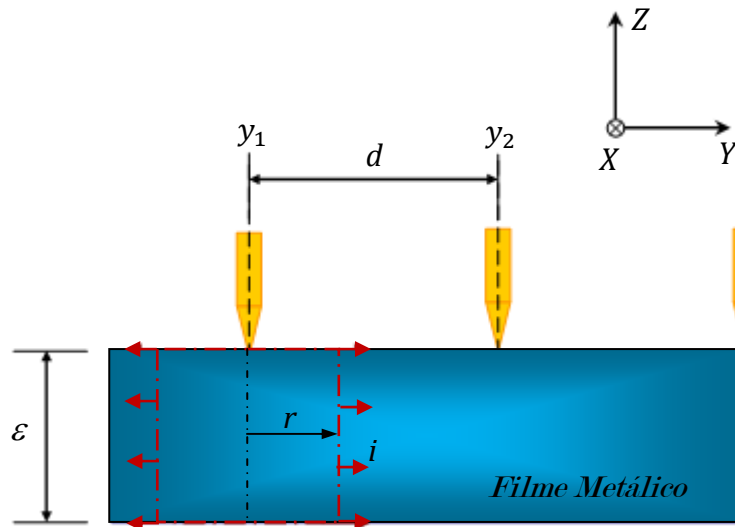


Figura 3.7 Representação da geometria da distribuição espacial da corrente elétrica, em 2D, para o caso em que ( $\varepsilon \ll d$ ).

Neste caso a resistividade elétrica não depende de parâmetros experimentais, desde que  $y_2 = 2y_1$  . Assim temos

$$\rho = \frac{2\pi \varepsilon}{\ln (2)} \frac{V}{i} . \quad 3.9$$



Neste trabalho dissertativo, o espaçamento  $d$  dos eletrodos do nosso experimento, é de 1,06mm (ver figura 4.7) e as espessuras dos filmes são próximas de algumas centenas de Å, então, neste caso, a equação 3.9 é válida. É importante notar que esses cálculos são feitos supondo que ( $\varepsilon \gg l$ ), onde  $l$  é o livre caminho médio dos elétrons, que depende da temperatura. O objetivo da análise feita acima é mostrar que em determinadas situações a resistividade elétrica depende de parâmetros extrínsecos à amostra, tais como a separação entre os eletrodos ( $d$ ).

## Referências Bibliográficas

- [1] Carlos Chesman de A. Feitosa. Acoplamento de intercambio bilinear e bi-quadrático em tri-camadas metálicas magnéticas, tese de doutoramento 1998, Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco (UFPE);
- [2] Thatyara F. de Sousa. Crescimento de Filmes Nanométricos monocristalinos de Fe/MgO (100) por “sputtering” DC. Tese de Mestrado 2007. Departamento de Física Teórica e Experimental da Universidade Federal do Rio grande do Norte (UFRN);
- [3] Eds J. A. C. Bland., B. Heirinch, Ultrathin Magnetic Structures I, Springer-Verlag (1994);
- [4] M.N. Baibich, et all. Phys. Rev. Lett. **61**, p. 2472 (1988).

## Capítulo 4

### Dispositivo de Variação de Campo Magnético – DC

Neste Capítulo iniciamos com uma abordagem dentro do contexto histórico sobre os campos magnéticos de correntes estacionárias, as propriedades magnéticas da matéria e apresentamos detalhadamente a montagem do Dispositivo de Variação de Campo Magnético – DC (DVCM – DC), a configuração das bobinas de Helmholtz e o mapeamento de campo magnético do DVCM –DC.

#### 4.1 Campos Magnéticos de Correntes Estacionárias

O fenômeno magnetismo foi descoberto pelo menos há tanto tempo quanto a eletricidade estática. As forças magnéticas exercidas por substâncias permanentemente magnetizadas, tais como a magnetita, sobre objetos feitos de ferro, eram conhecidas pelos gregos antigos e os chineses por volta de 1000 A. C. Na época da Revolução Americana a bússola magnética foi desenvolvida, transformando-se num instrumento digno de confiança, bom o bastante para orientar navios por todo o mundo, e o magnetismo da Terra foi cuidadosamente traçado.

Foi somente em 1819, contudo, que o cientista dinamarquês Hans Christian Oersted (1777 – 1851) [1], usando a nova “pilha voltaica” inventada para criar uma corrente estacionária, descobriu que uma agulha de bússola é defletida na vizinhança de um condutor no qual uma corrente elétrica flui. A implicação desta experiência, a saber, que o magnetismo e a eletricidade são fenômenos relacionados, e deu origem a um período de rápido desenvolvimento em nosso conhecimento do magnetismo e seu relacionamento com a eletricidade.

Nosso conhecimento inicial de forças magnéticas surgiu por meio de ímãs naturais permanentes, e tendeu a obscurecer mais do que esclarecer a conexão entre Magnetismo e a Eletricidade. Foi apenas depois de um tempo comparativamente longo que ficou entendido de modo geral que todos os campos magnéticos, mesmo aqueles associados a ímãs permanentes, surgem do fluxo de correntes elétricas. Os campos

magnéticos de substâncias permanentemente magnetizadas surgem de correntes que circulam dentro dos átomos da substância, e que, se somam na superfície do ímã para uma corrente de superfície equivalente.

O magnetismo foi primeiramente descoberto, há muito tempo atrás, como resultado das propriedades magnéticas da *pedra ímã*, conhecida como *magnetita*, ou óxido de ferro preto,  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ . O magnetismo permanente do ferro foi utilizado em agulhas magnéticas por centenas de anos antes de ser descoberta a conexão entre campos magnéticos e correntes elétricas. O uso de núcleos de ferro para indutores de transformadores pode resultar em variações significativas em suas características que são extremamente importantes em certas aplicações.

O uso de materiais magnéticos em microfones, alto-falantes e em outros equipamentos de comunicação é agora muito comum. Tais materiais são também bastante usados em memórias de computadores, circuitos lógicos e em aplicações de interruptores de alta velocidade. É importante, portanto, entender alguns dos princípios básicos que governam a interação de campos magnéticos com a matéria.

#### 4.1.1 Magnetização e Ímãs Permanentes

A magnetização de um material ferromagnético sem campo aplicado é em geral muito menor do que a magnetização espontânea. Isto é, devido a formação de domínios magnéticos. Nesta seção veremos a influência desses domínios na curva de magnetização de um material magnético. A forma da curva de magnetização em função do campo aplicado, mostrado na figura 4.1a, é determinada pelo comportamento dos domínios.

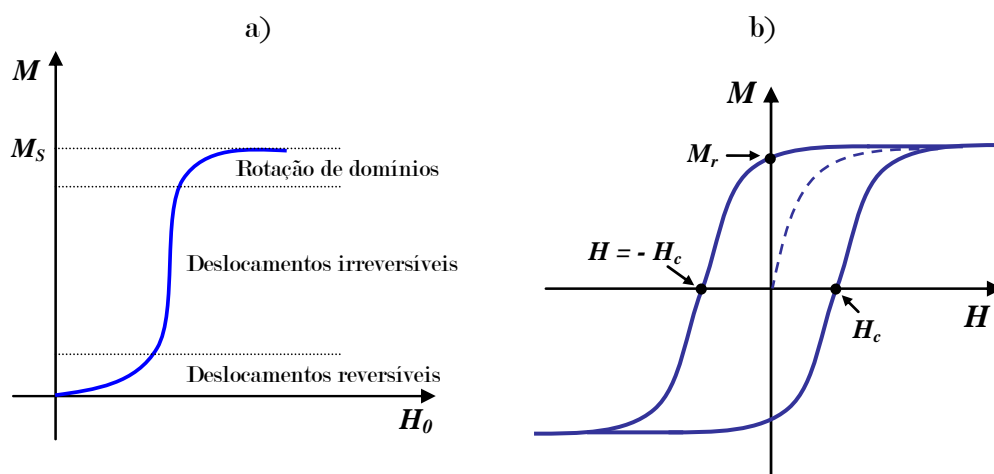


Figura 4.1 Variação da magnetização de material ferromagnético com campo aplicado. (a) amostra inicialmente desmagnetizada; (b) curva de histerese.

A curva (figura 4.1a) corresponde a um material inicialmente desmagnetizado, denominado de *virgem*. Para pequenos valores de campo, o aumento inicial da magnetização é devido ao deslocamento reversível das paredes de domínios. Se o campo for retirado, os domínios voltam à configuração inicial. Com o aumento maior do campo, a magnetização cresce em razão dos deslocamentos das paredes, porém esses deslocamentos tornam-se irreversíveis devido às imperfeições no material.

Finalmente com valores mais elevados de campo, ocorre rotação de domínios até a saturação completa da magnetização em todo material. A figura 4.1b, mostra o comportamento da magnetização  $\vec{M}$  com variação do campo  $\vec{H}$  após o material ter sido saturado. Quando  $\vec{H}$  diminui,  $\vec{M}$  não retorna pela mesma curva do material virgem, por causa das rotações e deslocamentos irreversíveis dos domínios. Em consequência, mesmo com  $\vec{H} = 0$ , há um valor finito de  $\vec{M}$ , chamado de *magnetização remanente*,  $\vec{M}_r$ . Ela resulta do aprisionamento de certas paredes que fazem os domínios favoráveis prevalecerem sobre os desfavoráveis. Se  $\vec{H}$  aumenta no sentido oposto,  $\vec{M}$  diminui gradualmente e somente com um valor  $\vec{H} = -\vec{H}_c$ , chamado *campo coercitivo* (ou *coercivo*), a magnetização é anulada. A curva (figura 4.1b), chamada *curva* (ou *ciclo*) de *histerese* do material, mostra a variação de  $\vec{M}$  num ciclo completo de variação de  $\vec{H}$ .

Do ponto de vista das propriedades magnéticas básicas, os materiais magnéticos são classificados em três grandes classes:

- materiais duros, ou ímãs permanentes;
- materiais moles, também chamados doces ou permeáveis;
- materiais intermediários, ou materiais de gravação magnética.

Os ímãs permanentes constituem a aplicação mais antiga e mais característica dos materiais magnéticos. Sua função é criar um campo magnético fixo numa certa região do espaço, sem a necessidade da passagem de uma corrente elétrica. Os ímãs, também chamados de magnetos, são feitos de materiais magnéticos duros, de modo que sua magnetização não seja facilmente alterada por campos externos.

Os ímãs permanentes (figura 4.2) empregados no dispositivo de variação de campo magnético – DC, desenvolvido neste trabalho dissertativo e descrito na seção 4.3, foram adquiridos através da empresa Magneto Gerais<sup>†</sup>.



Figura 4.2 Magnetos de *neodímio ferro boro*, usados no dispositivo de variação de campo magnético – DC.

Os magnetos cilíndricos usados como fonte de campo magnético no aparato experimental desenvolvido neste trabalho são feitos de *neodímio ferro boro*, com campo magnético de remanência ( $\vec{M}_r$ ) de 12800 Gauss e campo magnético de coercitivo ( $\vec{H}_c$ ) de 11500 Oersted.

## 4.2 Propriedades Magnéticas da Matéria

A teoria geral das propriedades magnéticas da matéria é muito complexa, e não faremos uma explanação detalhada de todos os seus aspectos. Por exemplo, em substâncias permanentemente magnetizáveis, uma compreensão básica das interações magnéticas depende do conhecimento mecânico-quântico de átomos e moléculas, um assunto que é matematicamente muito complexo para tratarmos neste trabalho.

Em eletromagnetismo clássico, o momento magnético  $\vec{\mu}$  pode ser explicado usando a idéia de uma corrente circular, para maiores detalhes ver referência [2]. Considerando uma corrente  $i$  que circula numa espira infinitesimalmente pequena que exibe uma área  $d\vec{A}$ , o momento magnético correspondente à quantidade  $d\vec{\mu}$  será

$$d\vec{\mu} = id\vec{A} . \quad 4.1$$

A direção do vetor área é dada pela regra da mão direita. Resumindo o momento magnético desta pequena espira circular, nos permite calcular o momento magnético  $\vec{\mu}$  para uma espira de área finita, desde que

$$\mu = \int d\vec{\mu} = i \int d\vec{A} . \quad 4.2$$

<sup>†</sup> Site da empresa Magneto Gerais: [www.magnetogerais.com.br](http://www.magnetogerais.com.br).

Devido ao fato de as correntes circulares adjacentes cancelarem umas as outras, somente restando a corrente que circula ao redor do perímetro da área finita da espira. O dipolo magnético será equivalente a um momento magnético de uma corrente circular no limite de uma área pequena, com momento finito. A energia do momento magnético é dada por

$$E = -\mu_0 \vec{\mu} \cdot \vec{H} = -\mu_0 \mu H \cos\theta , \quad 4.3$$

onde  $\theta$  é o ângulo entre o momento magnético  $\vec{\mu}$  e o campo magnético externo  $\vec{H}$  e  $\mu_0$  a permeabilidade magnética no vácuo.

A magnitude da magnetização  $\vec{H}$  é definida como o momento magnético total por unidade de volume:

$$\vec{M} = \vec{\mu} \frac{N}{V} . \quad 4.4$$

Normalmente, é determinado numa escala de comprimento que é grande o bastante, do que a média sobre vários momentos magnéticos atômicos tomados. Sob esta condição, a magnetização pode ser considerada como um campo vetorial variando lentamente. No vácuo nenhuma magnetização  $\vec{M}$  ocorre.

A resposta de um material quando aplicamos um campo magnético externo  $\vec{H}$  é chamado de indução magnética ou densidade de fluxo magnético  $\vec{B}$ . A relação entre  $\vec{H}$  e  $\vec{B}$  é uma propriedade característica do próprio material. No vácuo nós temos uma correlação linear entre  $\vec{B}$  e  $\vec{H}$  :

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} . \quad 4.5$$

Porém, dentro de um material magnético,  $\vec{B}$  e  $\vec{H}$  podem diferir em magnitude e direção devido à magnetização  $\vec{M}$ :

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) . \quad 4.6$$

Na seqüência, nos referimos simplifadamente a ambos como campo magnético devido à prática usual da literatura.

Se a magnetização  $\vec{M}$  é paralela a um campo magnético externo  $\vec{H}$ :

$$\vec{M} = \chi \vec{H} , \quad 4.7$$

onde  $\chi$  é a susceptibilidade magnética do material e será conhecido como material linear. Nesta situação, a relação linear entre  $\vec{B}$  e  $\vec{H}$  permanece presente:

$$\begin{aligned}\vec{B} &= \mu_0(1 + \chi)\vec{H} \\ &= \mu_0\mu_r\vec{H} \quad ,\end{aligned}\tag{4.8}$$

com  $\mu_r = 1 + \chi$ , que é a permeabilidade relativa. Valores típicos para a permeabilidade relativa são:

no vácuo:  $\mu_r = 1$

na matéria em geral:  $\mu_r \geq 1$

possibilidade na matéria:  $\mu_r \approx 100.000$

O valor da susceptibilidade varia de  $10^{-5}$  em materiais fracamente magnéticos até  $10^6$  em materiais fortemente magnéticos. Em alguns casos a relação entre  $\vec{M}$  e  $\vec{H}$  não é linear, de modo que a susceptibilidade varia com a intensidade de campo magnético. Dependendo da origem microscópica de sua magnetização e das interações internas, os materiais são comumente classificados em uma das seguintes categorias:

- ***Diamagnéticos*** caracterizados por uma susceptibilidade negativa e da ordem de grandeza de  $10^{-5}$ .
- ***Paramagnéticos*** os materiais paramagnéticos têm susceptibilidade positiva, com ordem de grandeza na faixa de  $\chi \sim 10^{-5}$  a  $10^{-3}$ .
- ***Ferromagnéticos*** são caracterizados pela ordem magnética espontânea abaixo de uma determinada temperatura crítica, e também por uma dependência linear de  $\chi$  com  $1/T$  acima desta temperatura.. Existem ainda vários outros tipos de materiais magnéticos, como os antiferromagnéticos, os paramagnetos de Pauli, etc.

O comportamento observado das substâncias magnéticas pode ser entendido quando estudamos os efeitos de correntes que circulam dentro dos átomos, ao criarem momentos magnéticos atômicos, e considerando-se a interação destes momentos atômicos entre si e com campos magnéticos aplicados externamente. O fato de os materiais magnetizáveis poderem atuar como fonte de campos magnéticos provém do fato de cada átomo da substância possuir momentos magnéticos. Estes momentos magnéticos atômicos originam-se dos circuitos de correntes associados ao movimento dos elétrons dentro dos átomos e também do fato de que o “spin”, inerente a elétrons carregados negativamente, dá a cada elétron um momento magnético de spin intrínseco.



### 4.3 Montagem do DVCM – DC

Diversas técnicas são utilizadas na investigação de materiais magnéticos, dentre elas podemos destacar: A magneto-resistência, a de ressonância ferromagnética e MOKE (Magnetometria por Efeito Kerr Magneto-óptico), ambas utilizam eletroímãs com fonte de variação de campo magnético. Dentro desse universo surgiu a idéia de se construir um Dispositivo de Variação de Campo Magnético DC (DVCM-DC), composto simplificada de duas plataformas cilíndricas magnéticas, um motor elétrico com caixa de redução de rotações, um fuso bi-roscaado, uma chave elétrica inversora e uma estrutura metálica (ver figura 4.3).

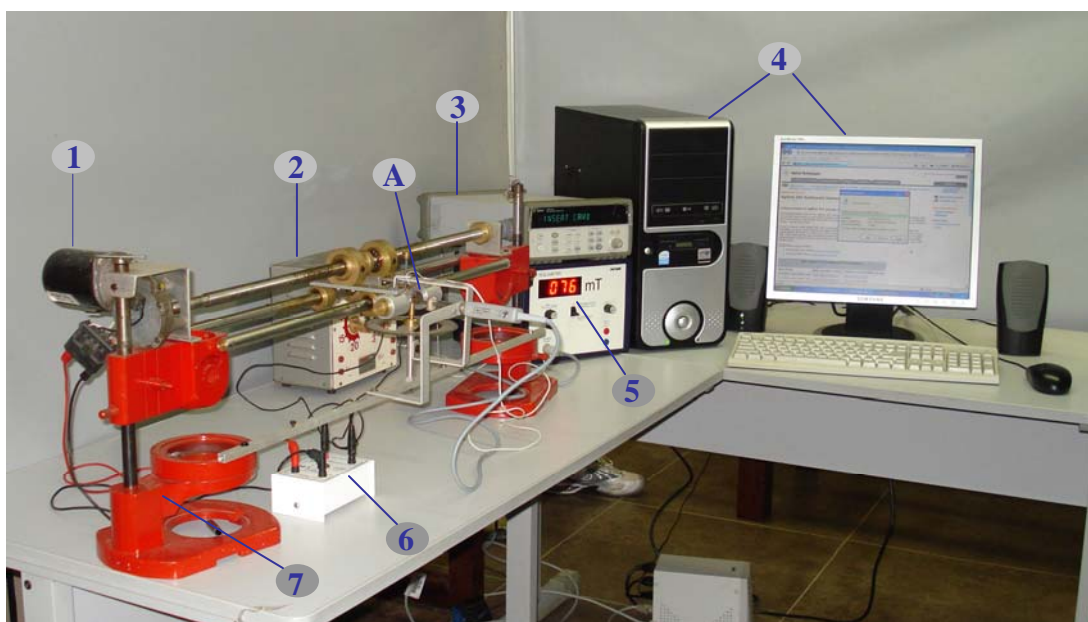


Figura 4.3 Representação digital da montagem do DVCM – DC. É possível observarmos outros equipamentos como: fonte de corrente elétrica DC (2), data acquisition (3), PC (4) e gaussímetro (5), que são utilizados na técnica de magneto-resistência.

Para a figura acima, temos a seguinte legenda:

- (1) motor elétrico de 12V DC com caixa de redução de rotações, para acionamento da plataforma magnética, por meio do fuso bi-roscaado (ou motor elétrico de pára-brisa de carro);
- (2) fonte de corrente elétrica de 12V DC, para alimentação do motor elétrico;
- (3) data acquisition 34970A da Agilent, para aquisição de dados;
- (4) computador PC, para gerenciamentos do equipamento via interface GPIB;

- (5) gaussímetro para mapeamento de campo magnético na região de confinamento das amostras;
- (6) chave inversora, para controle de inversão da rotação do motor elétrico;
- (7) estrutura metálica (em alumínio, latão e aço inoxidável);
- (A) plataforma magnética (área de trabalho detalhada na figura 4.4).

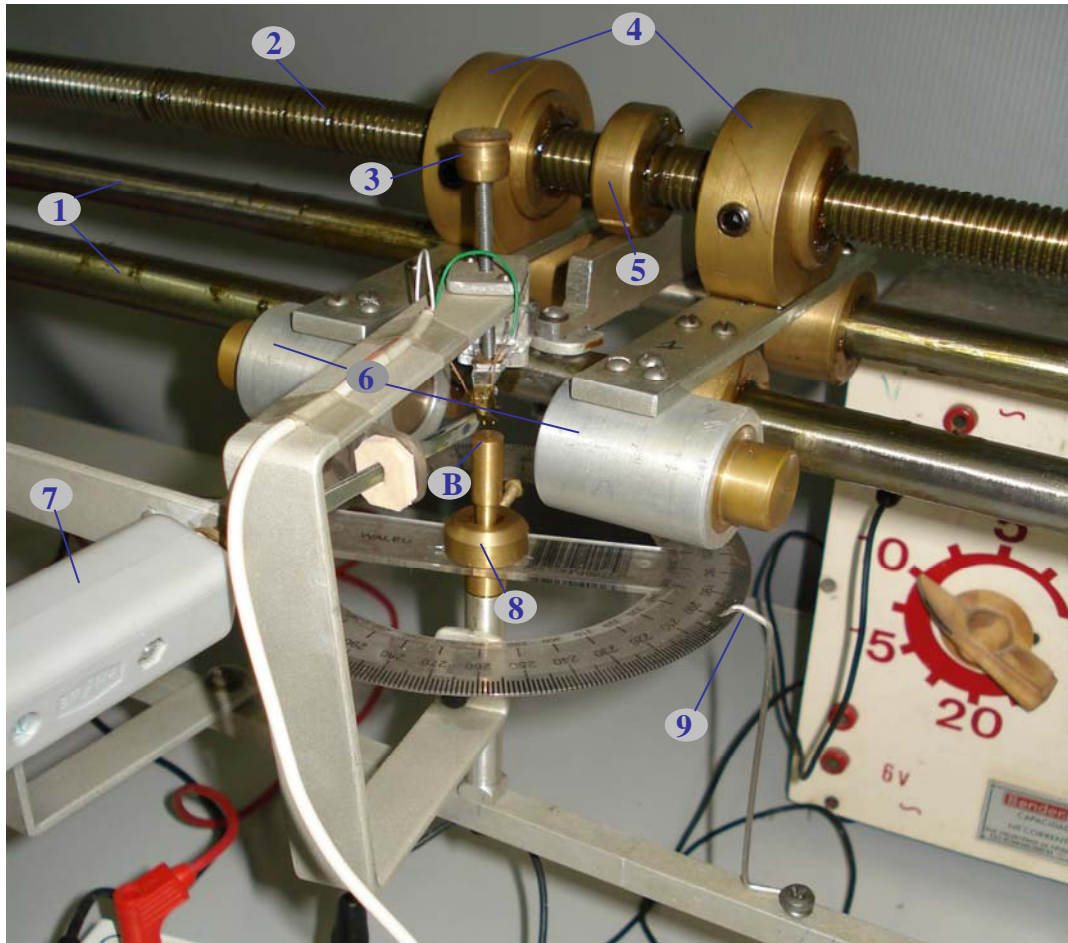


Figura 4.4 Representação digital da área de trabalho.

Para a figura acima, temos a seguinte legenda:

- (1) guias cilíndricos da plataforma magnética em aço inoxidável de  $\phi 16\text{mm} \times 650\text{ mm}$ ;
- (2) Fuso “bi-rosca” de acionamento da plataforma magnética em aço inoxidável de  $\phi 16\text{mm} \times 715\text{mm}$ ;
- (3) Parafuso de ajuste de pressão dos contatos sobre as amostras;
- (4) Luvas cilíndricas rosca da plataforma magnética, que é acionada por meio do fuso bi-rosca, confeccionadas em latão de  $\phi 52\text{mm} \times 26\text{mm}$ ;

- (5) bucha cilíndrica suporte do fuso bi-roscado em latão de  $\phi 33\text{mm} \times 10\text{mm}$ ;
- (6) plataformas cilíndricas magnéticas de  $\phi 31\text{mm} \times 40\text{mm}$ ;
- (7) ponteira Hall do gaussímetro, para mapeamento de campo magnético;
- (8) base giratória de  $360^\circ$  para suporte das amostras;
- (9) haste metálica de referência;
- (B) área de confinamento das amostras (ver figura 4.5).

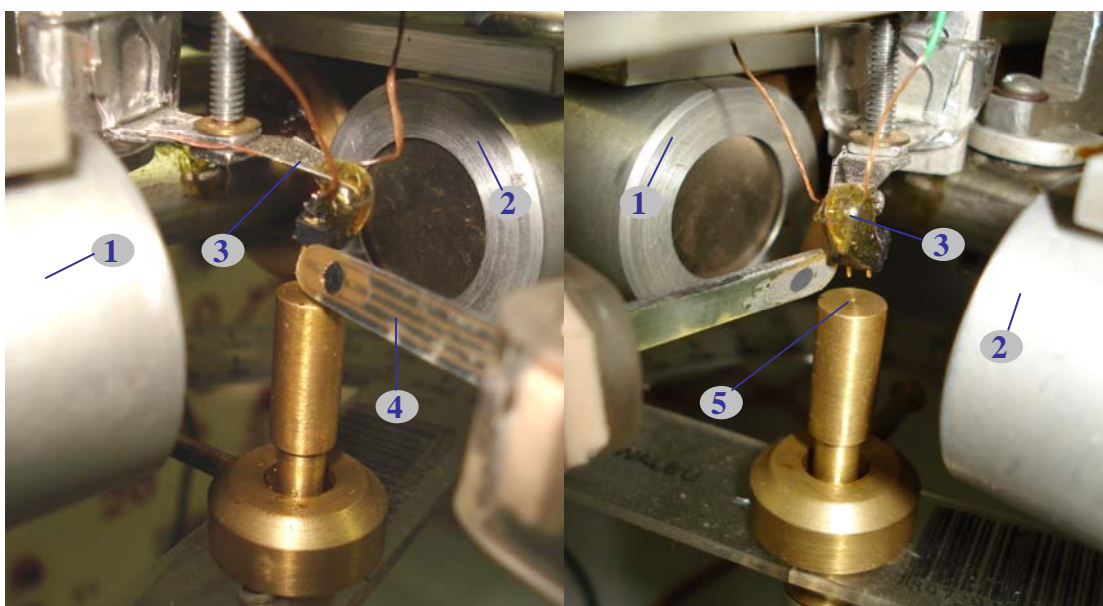


Figura 4.5 Representação digital da área de confinamento das amostras.

Para a figura 4.5, temos a seguinte legenda:

- (1) plataforma cilíndrica magnética positiva;
- (2) plataforma cilíndrica magnética negativa
- (3) contatos para leitura da resistência elétrica;
- (4) detalhe da ponteira Hall;
- (5) suporte cilíndrico em latão para as amostras.

Nas figuras abaixo 4.6, 4.7 e 4.8, mostramos em detalhes o suporte em metal (alumínio e latão), confeccionado para fixação das amostras, o qual foi usado para fazermos a caracterização da MR durante o trabalho dissertativo.

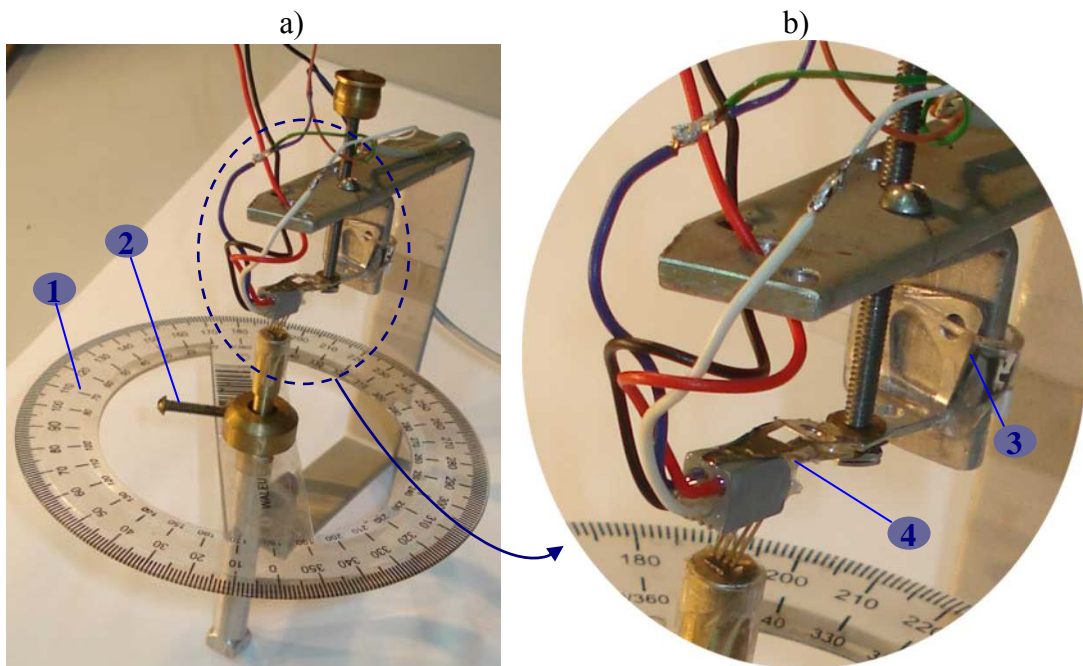


Figura 4.6 Suporte confeccionado em alumínio e latão para caracterização da MR de filmes nanométricos.

No detalhe 1 (figura 4.6a), goniômetro de  $360^{\circ}$  fixado a uma base giratória em metal usinado. Este dispositivo serve de referência para rotações das amostras em diversos ângulos. No detalhe 2 parafuso de  $\phi 1/8''$  (diâmetro de um oitavo de polegada) em latão para fixação da regulagem da haste base cilíndrica usinada em latão onde fixamos as amostras.

No detalhe 3 (figura 4.6b), suporte móvel confeccionado em PET cristal para fixação dos contatos. Em 4, detalhe dos quatro contatos confeccionados a partir de um conector *RJ-11* fêmea de aparelho telefônico, que está atrelado a uma mola de leitora de disco rígido (HD) de PC em 'L', usado para leitura da MR em filmes nanométricos.



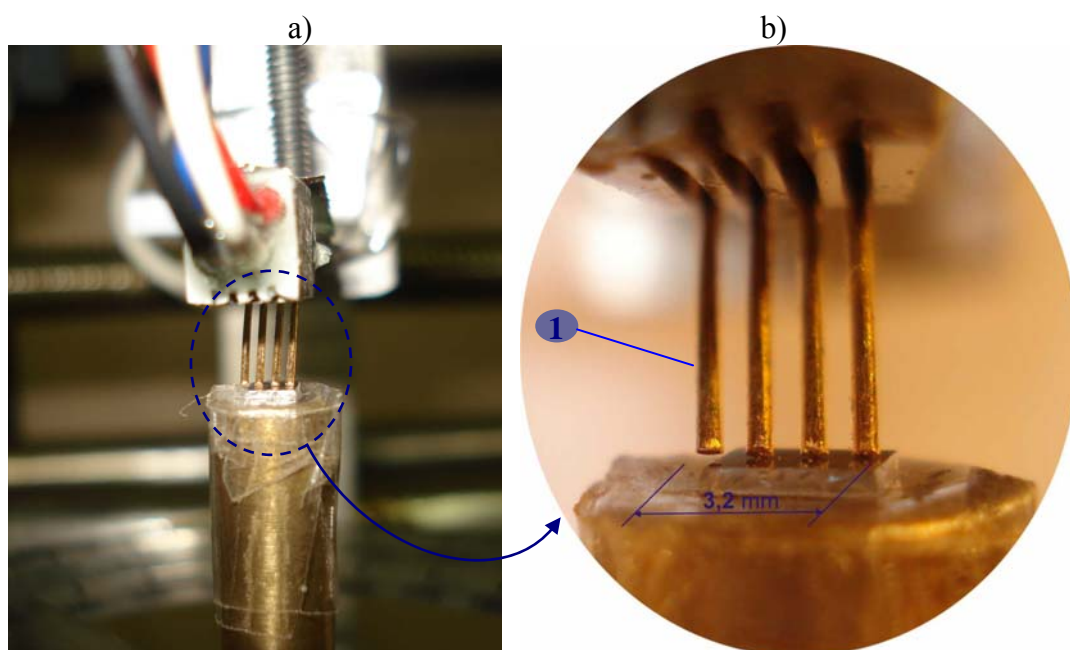


Figura 4.7 Detalhe dos quatro contatos do conector *RJ-11*, usado na caracterização da MR de filmes nanométricos.

Na figura acima temos os detalhes dos quatro contatos (figura 4.7b), confeccionado a partir de conector *RJ - 11* fêmea, onde as especificações para os quatro contatos que estão espaçados entre si equidistantemente, são as seguintes: diâmetros dos contatos 0,5mm e a distância máximo entre os contatos externos é de exatamente 3,2mm (conforme detalhe 1 da figura 4.7b), o que dá aproximadamente 1,06mm distância entre dois contatos mais próximos.

Na figura 4.8, detalhe dos quatro contatos sobre um filme nanométrico. O filme mostrado na figura 4.8b possui dimensões de 3mm de comprimento e 2,5mm de largura e espessuras de algumas dezenas de angströms (detalhe 1 da figura 4.8b). Os contatos são flexíveis, de modo que ao serem pressionados sobre o filme não provoca danos significativos nas superfícies dos filmes investigados.

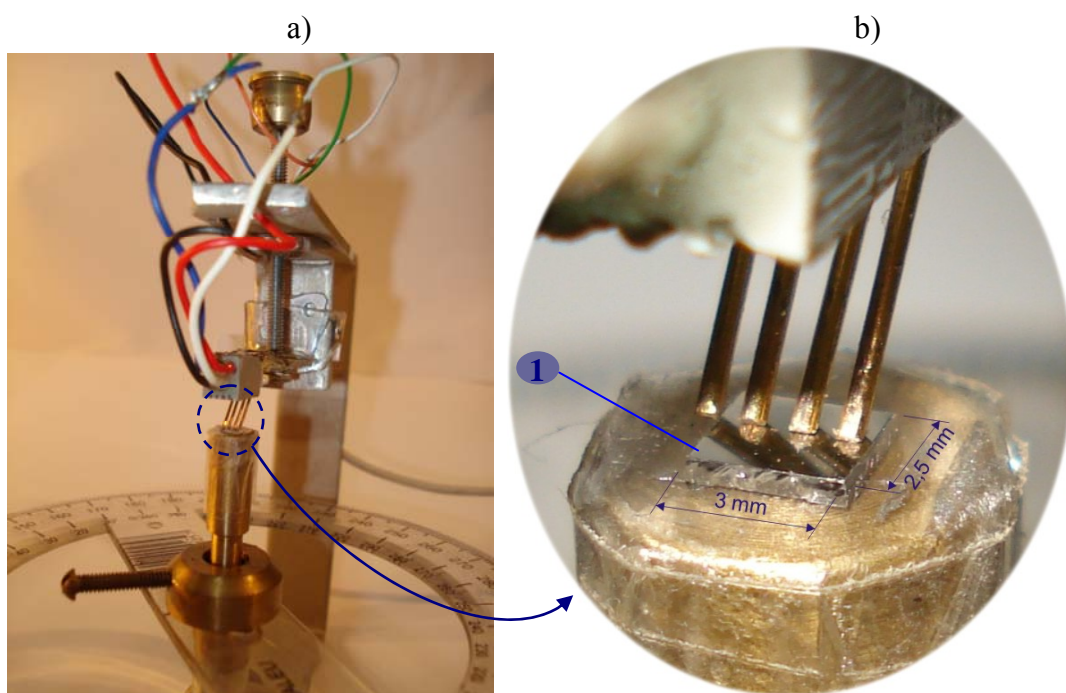


Figura 4.8 Detalhe dos contatos sobre um filme nanométrico.

O DVCM – DC, mostrou-se eficiente por gerar campos magnéticos DC, da ordem de 0 a 840mT para gaps de 38mm a 5mm, respectivamente. Destacamos duas vantagens deste dispositivo em relação aos eletroímãs convencionais, freqüentemente utilizados na caracterização da magneto-resistência em filmes nanométricos: a primeira, é a ausência de efeitos térmicos no dispositivo gerado pela dissipação de corrente elétrica e, a segunda campos magnéticos nulos na região de confinamento das amostras para gaps superiores a 38 mm.

A construção deste DVCM-DC tem sido usado para investigar a magneto-resistência em filmes nanométricos, utilizando-se a técnica das quatro pontas colineares, assunto bastante explorado na literatura, assim como mapeamentos de campos magnéticos na região de confinamento das amostras. Utilizamos a técnica de instrumentação virtual, usada na obtenção das curvas de magneto-resistência de filmes magnéticos do tipo *FeMgO* e *Permalloy* (Fe – Ni) e mapeamentos de campos magnéticos, que estão em perfeita concordância com a literatura.

#### 4.4 DVCM – DC e a Configuração das Bobinas de Helmholtz

A configuração das plataformas cilíndricas magnéticas do DVCM – DC é semelhante à configuração da bobina de Helmholtz, que consiste num arranjo formado por  $N$  espiras justapostas umas as outras, de forma que se assemelha a um solenóide de comprimento  $l$  desprezível. Essa configuração de duas bobinas (ver figura 4.9), chamada de *bobinas de Helmholtz* [3], que é um equipamento importante no estudo experimental, porque produz, para certos valores de  $R$  e  $a$ , uma região no seu interior em que o campo magnético é constante e uniforme, e que pode ser utilizado em experiências envolvendo magnetismo.

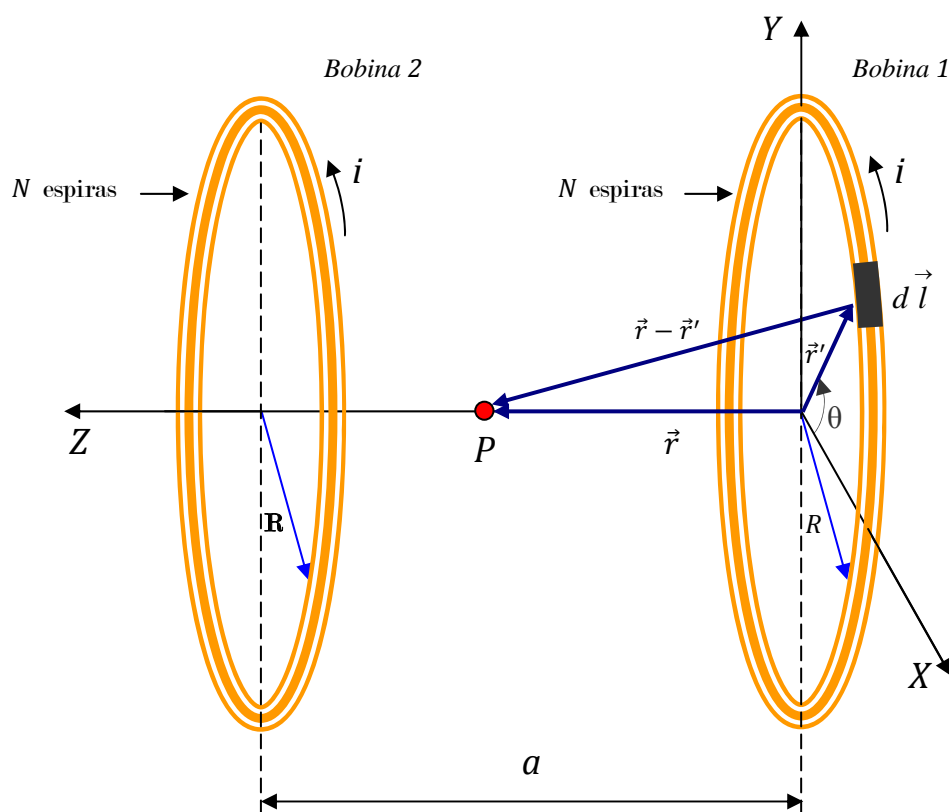


Figura 4.9 Desenho esquemático simplificado da configuração das *bobinas de Helmholtz*, e seu respectivo sistema de eixos.

De acordo a figura 4.9, faremos as seguintes definições de grandezas, onde escreveremos

$$\left. \begin{aligned} d\vec{l} &= R d\theta \hat{\theta}, \\ \vec{r} &= z \hat{k}, \\ \vec{r}' &= x' \hat{i} + y' \hat{j} = R \cos\theta \hat{i} + R \sin\theta \hat{j}, \\ \vec{r} - \vec{r}' &= z \hat{k} - R \cos\theta \hat{i} - R \sin\theta \hat{j}, \\ |\vec{r} - \vec{r}'| &= \sqrt{z^2 + R^2}. \end{aligned} \right\} \quad 4.9$$

O versor  $\hat{\theta}$ , em termos dos versores  $\hat{i}$  e  $\hat{j}$ , temos

$$\hat{\theta} = \cos\theta \hat{i} - \sin\theta \hat{j}. \quad 4.10$$

Como as grandezas assim definidas, escreveremos a seguinte equação para o campo magnético

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 i}{4\pi |\vec{r} - \vec{r}'|^2} d\vec{l} \times \left[ \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right], \quad 4.11$$

que generaliza a *lei de Biot-Savart* para um sistema de referência genérico, expressando a lei do tipo inverso do quadrado da distância.

Fazendo as devidas substituições e manipulações na equação (4.11), de acordo com as equações (4.9) e (4.10), obteremos o campo magnético gerado por  $N$  espiras da *bobina 1* no ponto  $P$ . O campo da bobina situada em  $z = 0$  fica

$$\vec{B}_1 = \frac{N\mu_0 i R^2}{2} \frac{\hat{k}}{(z^2 + R^2)^{\frac{3}{2}}}. \quad 4.12$$

Para o campo produzida pela *bobina 2* situada em  $z = a$ , teremos:

$$\vec{B}_2 = \frac{N\mu_0 i R^2}{2} \frac{\hat{k}}{[(a - z)^2 + R^2]^{\frac{3}{2}}}. \quad 4.13$$

O campo magnético total no ponto  $P$ , é a soma vetorial dos dois campos, ou seja

$$\vec{B} = \frac{N\mu_0 i R^2}{2} \left\{ \frac{1}{(z^2 + R^2)^{\frac{3}{2}}} + \frac{1}{[(a - z)^2 + R^2]^{\frac{3}{2}}} \right\} \hat{k}. \quad 4.14$$

Para termos uma região com campo magnético uniforme e constante é preciso que, pelo menos, as duas primeiras derivadas da equação (4.14) em algum ponto nessa região sejam nulas. Então, calculando a derivada de primeira ordem da equação acima, temos

$$\frac{dB}{dz} = -\frac{3N\mu_0 i R^2}{2} \left\{ \frac{z}{(z^2 + R^2)^{\frac{5}{2}}} - \frac{a - z}{[(a - z)^2 + R^2]^{\frac{5}{2}}} \right\}. \quad 4.15$$



Para acharmos os pontos críticos, devemos igualar a equação (4.15) à zero. Ou seja

$$\frac{dB}{dz} = 0 . \quad 4.16$$

De acordo com as equações (4.15) e (4.16), temos

$$z = \frac{a}{2} , \quad 4.17$$

que é o ponto crítico, situado a meia distância entre as duas bobinas. Calculamos agora a derivada de segunda ordem. Então

$$\frac{d^2B}{dz^2} = -\frac{3N\mu_0 i R^2}{2} \left\{ \frac{R^2 - 4z^2}{(z^2 + R^2)^{\frac{7}{2}}} + \frac{R^2 - 4(a-z)^2}{[(a-z)^2 + R^2]^{\frac{7}{2}}} \right\} . \quad 4.18$$

Substituindo o ponto crítico da equação (4.17), na equação (4.18), temos:

$$\left. \frac{d^2B}{dz^2} \right|_{z=\frac{a}{2}} = -3N\mu_0 i R^2 \frac{(R^2 - a^2)}{\left(\frac{a^2}{4} + R^2\right)^{\frac{7}{2}}} , \quad 4.19$$

para que essa deriva se anule,

$$\left. \frac{d^2B}{dz^2} \right|_{z=\frac{a}{2}} = 0 . \quad 4.20$$

De modo que

$$a = R . \quad 4.21$$

De acordo com as equações (4.17) e (4.21), a equação (4.14) resulta em:

$$\vec{B}_{z=\frac{a}{2}} = \frac{8N\mu_0 i}{5^{\frac{3}{2}} a} \hat{k} , \quad 4.22$$

ou ainda, em termos de  $R$ , temos

$$\vec{B}_{z=\frac{R}{2}} = \frac{8N\mu_0 i}{5^{\frac{3}{2}} R} \hat{k} . \quad 4.23$$

As duas últimas equações demonstram a região na qual o campo magnético fica uniforme e constante. Na figura 4.10, temos as curvas teórica e experimental do campo magnético, na região de confinamento das amostras, onde fixamos nas equações (4.22) e (4.23)  $Ni = 4633,87$  espiras.Ampéres.

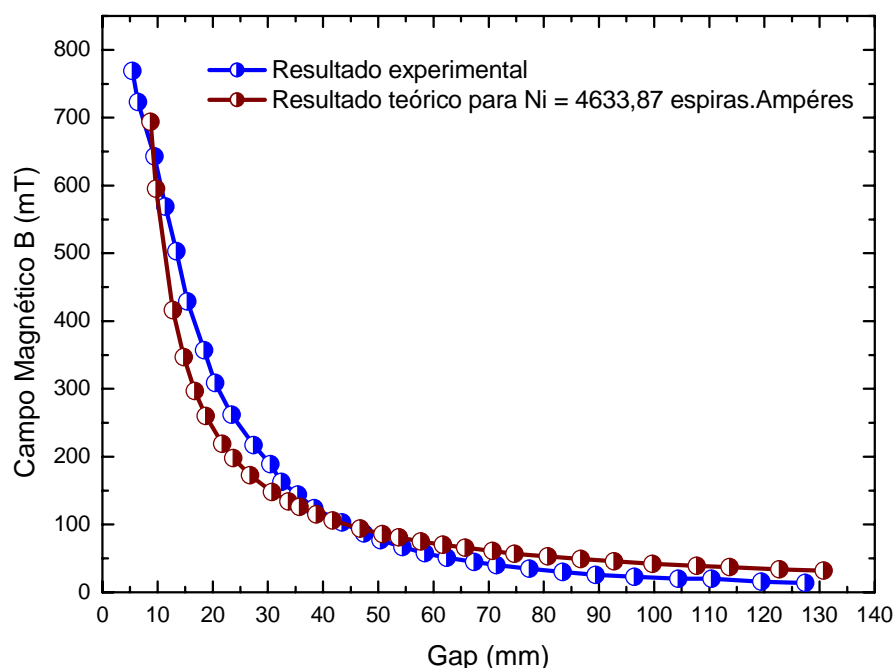


Figura 4.10 Comparação do resultado teórico obtido da configuração da bobina de Helmholtz e o resultado experimental do mapeamento do campo magnético do DVCM – DC.

Temos no gráfico da figura 4.10 a comparação do resultado teórico obtido através da configuração das bobinas de Helmholtz que é a configuração usada nos eletroímãs convencionais com o resultado experimental obtido do mapeamento do campo magnético do DVCM – DC. Observa-se que a concordância é evidente, demonstrando que o nosso dispositivo é compatível com os parâmetros experimentais dos eletroímãs usados na caracterização da magneto-resistência de filmes nanométricos.

## 4.5 Mapeamento do Campo Magnético

Fizemos mapeamento de campo magnético axial e longitudinal na região de confinamento das amostras do DVCM – DC para dois casos específicos: primeiro para uma configuração da plataforma magnética cilíndrica livre da influência de ferro doce (ver figura 4.11). A segunda com a influência do ferro doce que aumentou a intensidade do fluxo magnético do DVCM – DC (ver figura 4.12).

No gráfico das figuras 4.11 e 4.12 temos o resultado experimental do mapeamento do campo magnético do nosso DVCM – DC, na região de confinamento das amostras. Mapeamos axialmente e longitudinalmente o campo magnético para diversos

*gaps*. No gráfico da figura 4.11, o mapeamento foi executado sem a influência de pequenos cilindros de ferro doce, que aumentam a intensidade do fluxo magnético. Observa-se que para *gap* de 6mm, temos 754mT de valor de campo magnético.

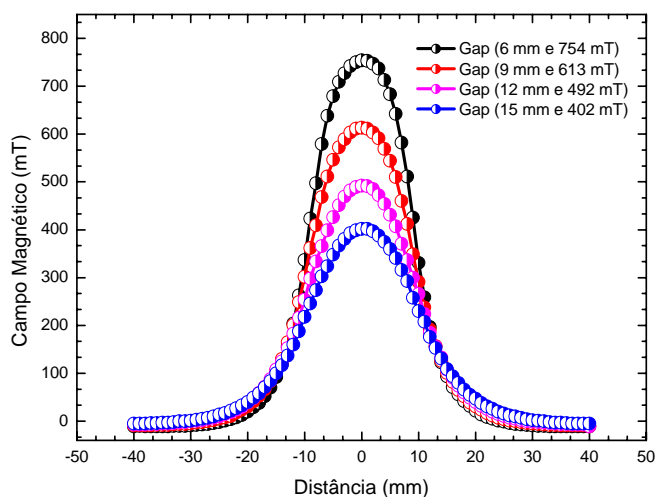


Figura 4.11 Resultado experimental do mapeamento do campo magnético, sem a influência do ferro doce.

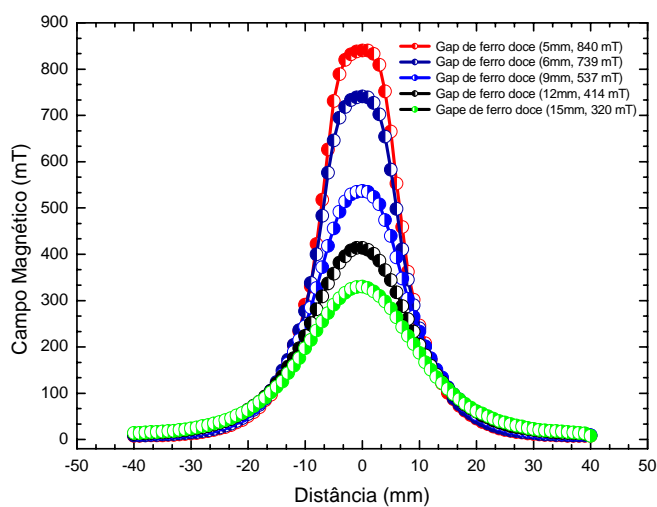


Figura 4.12 Resultado experimental do mapeamento do campo magnético com a influência do ferro doce.

Para uma configuração da plataforma magnética cilíndrica com a influência de pequenos cilindros de ferro doce, tivemos um aumento de aproximadamente 10% do campo magnético. (observe o gráfico da figura 4.12). O mapeamento do campo magnético na região de confinamento das amostras nos permitiu calibrarmos o nosso dispositivo, além de nos fornecer informações precisas sobre o campo magnético em questão.

## Referências Bibliográficas

[1] Física 3. John P. Mckelvey, How Ard Grotch. Editora Harperr & Row do Brasil Ltda. 1979 – São Paulo.

[2] Fundamentals of Magnetism. Mathias Getzlaff. Springer Berlin Heidelberg, New York. 2008.

[3] Foundations of Electromagnetic Theory. John R. Reitz, F. J. Milford, R. W. Christy. Fourth Edition, 1993, p. 200 – 202.

## Capítulo 5

### Resultados Experimentais

Neste capítulo apresentaremos os ‘resultados experimentais qualitativos’ da magneto-resistência em filmes simples de ferro depositados sobre óxido de magnésio (*Fe/MgO*) e *permalloy* (*Fe – Ni*), este último depositado sobre dois substratos diferentes, um de vidro e o outro sobre MgO. O tratamento teórico feito neste capítulo está baseado na formulação fenomenológica da energia livre magnética do sistema. Todas as contribuições relevantes para a energia livre dos filmes magnéticos foram discutidas no capítulo 2. Os resultados experimentais de magneto-resistência dos filmes investigados foram obtidos com a técnica de quatro pontas. A corrente elétrica utilizada nestas medidas dos filmes nanométricos foi de 0,52 mA DC.

Anisotropias magnéticas têm sido estudadas intensivamente no sistema de *FeMgO* com contribuições, em muitos casos, importantes na natureza interfacial das amostras [1]. Recentemente, o sistema de *Fe/MgO/Fe* foi usado para o estudo do efeito túnel da magneto-resistência em junções “túneis” em epitaxia completa [2, 3], como também para interações de troca entre dois ferromagnéticos isolados [4].

#### 5.1 Ferro sobre Óxido de Magnésio ( Fe / MgO )

Os resultados experimentais da MR mostrados abaixo, nas figuras 5.1, 5.2 e 5.3, referem-se às amostras monocristalinas de *Fe/MgO* (100) com espessuras de 62,5Å e 250Å e com temperaturas de deposição diferentes, variando entre 250°C e 300°C. Durante o processo de caracterização da MR, cada amostra foi orientada a 0° em relação ao campo magnético externo aplicado.

NA figura 5.1 temos os resultados quantitativos das medidas de magneto-resistência para filmes nanométricos de *Fe/MgO* (100) com 62,5Å de espessura e temperatura de deposição de 300°C. No gráfico da figura 5.1a obtivemos os valores de magneto-resistividade e de sensibilidade correspondente à MR de  $5,2795 \times 10^{-4}$  e  $1,3198 \times 10^{-4} \% / Oe$ , respectivamente, e campo magnético de saturação ( $H_S$ ) de 400 *Oe*. Na figura 5.1b, obtivemos magneto-resistividade e de sensibilidade correspondente à MR

de  $4,0556 \times 10^{-4}$  e  $1,0961 \times 10^{-4} \% / Oe$ , respectivamente, com campo magnético de saturação de  $370 Oe$ . Para este filme nanométricos obtivemos efeitos de magneto-resistência normal de acordo com a seção 2.3.

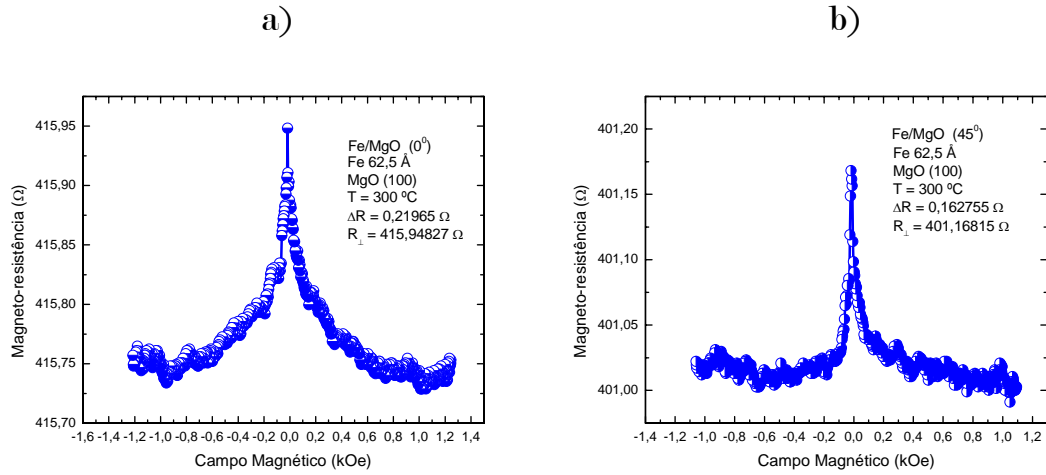


Figura 5.1 Resultado experimental da magneto-resistência para mostra de Fe/MgO (100): a) amostra rotacionada de  $0^{\circ}$ , eixo fácil e b) rotação de  $45^{\circ}$ , eixo duro.

Para a figura 5.2 temos o resultado experimental da magneto-resistência para amostras de Fe / MgO (100). No gráfico da figura 5.2a obtivemos os valores de magneto-resistividade e de sensibilidade correspondente à MR de  $5,3224 \times 10^{-4}$  e  $2,661 \times 10^{-4} \% / Oe$ , respectivamente, e  $H_S = 200 Oe$ . Na figura 5.2b obtivemos magneto-resistividade e de sensibilidade correspondente à MR de  $2,1325 \times 10^{-4}$  e  $8,53 \times 10^{-5} \% / Oe$ , respectivamente, e  $H_S = 250 Oe$ .

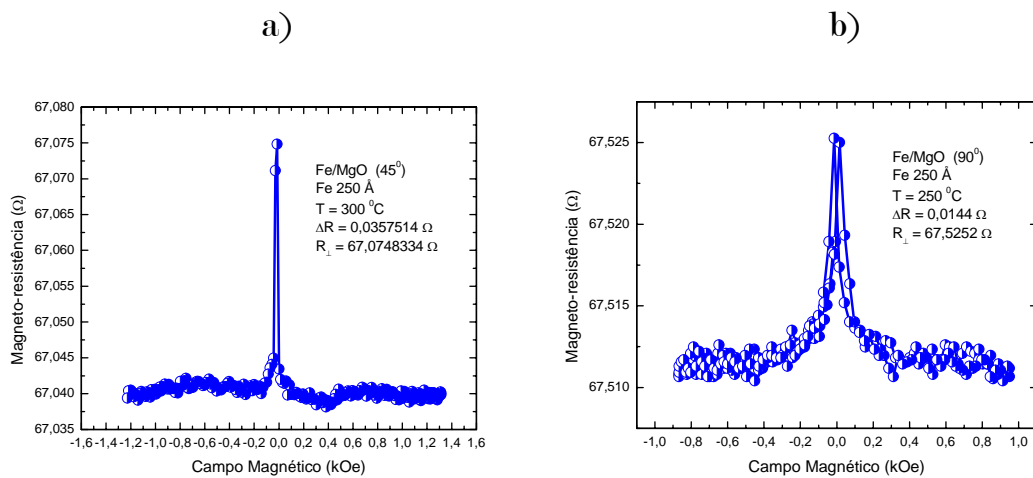


Figura 5.2 Resultado experimental da magneto-resistência para mostra de Fe/MgO (100): a) amostra rotacionada de  $45^{\circ}$ , eixo fácil e b) rotação de  $90^{\circ}$ , eixo duro.

No gráfico da figura 5.3a obtido por MOKE, mostra que o cristal está num eixo de fácil magnetização. Isto significa que um pequeno valor de campo é suficiente para alinhar todos os momentos magnéticos. Este comportamento deve ser esperado para rotações de  $45^\circ$  que será considerada a posição de referência ( $0^\circ$ ), a direção de qualquer um dos eixos cristalinos do ferro (Fe).

No gráfico da figura 5.3b (obtido por MOKE), vemos que o cristal encontra-se em um eixo de difícil magnetização. A inclinação da curva significa que uma parcela da energia Zeeman foi utilizada para vencer a anisotropia cúbica do cristal.

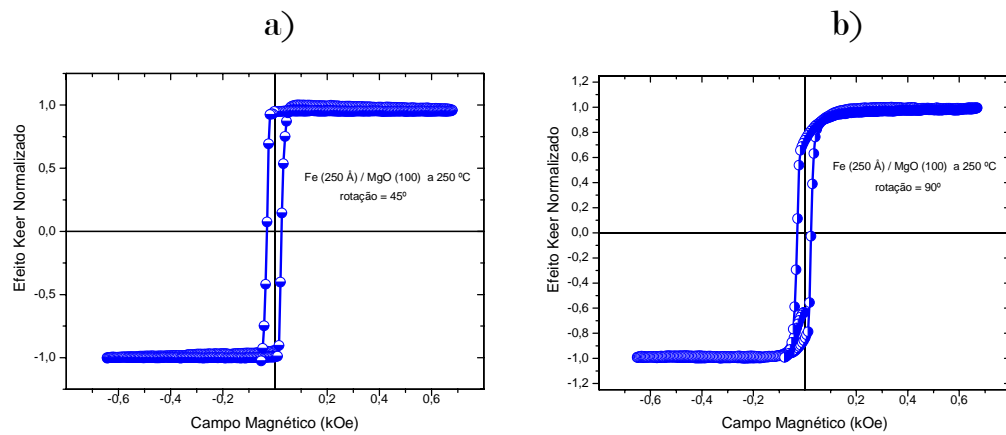


Figura 5.3 Resultado experimental da curva de magnetização em MOKE para amostra de Fe/MgO (100): a) amostra rotacionada de  $45^\circ$ , eixo fácil e b) rotação de  $90^\circ$ , eixo duro.

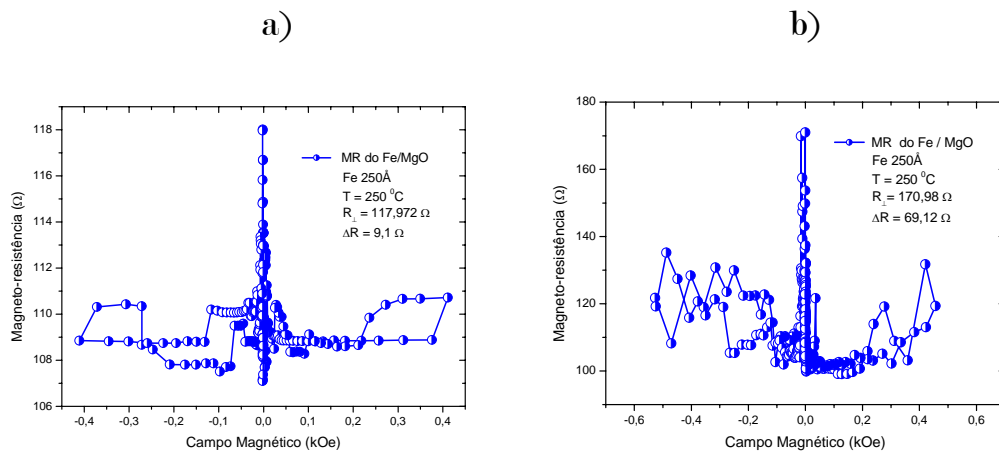


Figura 5.4 Resultado experimental da magneto-resistência para mostra de Fe/MgO (100) de 250Å de espessuras.

Na figura 5.4 temos os resultados experimentais da magneto-resistência para filmes nanométricos de Fe/MgO (100) com 250Å de espessura. No gráfico da figura 5.4a

obtivemos os valores de magneto-resistividade e de sensibilidade correspondente à MR de 0,0771 e 0,0771 %/Oe , respectivamente, e 100 Oe de campo magnético de saturação. Na figura 5.4b obtivemos magneto-resistividade e de sensibilidade correspondente à MR de 0,4042 e 0,2694 %/Oe , respectivamente, e campo magnético de saturação de 150 Oe. Para este filme nanométricos obtivemos efeito de magneto-resistência de anisotropia de acordo com a seção 2.3.

## 5.2 Permalloy ( Fe – Ni )

Nesta seção estudamos resultados experimentais de magneto-resistência em filmes nanométricos de *permalloy* de 64Å e 250Å de espessuras. Os filmes foram depositados sobre substrato de vidro e de MgO, usando a técnica de sputtering. Os resultados experimentais de MR dos filmes simples de *permalloy* foram obtidos com a técnica de quatro pontas. A corrente elétrica utilizada nestas medidas depende da amostra e varia entre 0,2 até 1 mA. Na figura 5.5 temos a curva da MR para o filme nanométrico de permalloy depositado sobre um substrato de vidro, a 0° de rotação. No gráfico abaixo, obtivemos valores de magneto-resistividade e de sensibilidade correspondente à MR de  $2,746 \times 10^{-3}$  e  $1,2481 \times 10^{-3} \% / Oe$  , respectivamente, e 220 Oe de campo magnético de saturação.

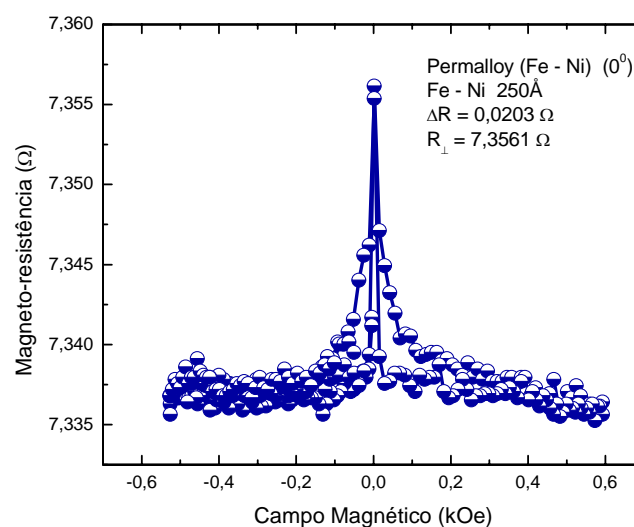


Figura 5.5 Resultado experimental da magneto-resistência para mostra de Fe – Ni (100), amostra rotacionada de 0°, eixo fácil.



Na figura 5.6 temos o resultado experimental da magneto-resistência para filmes nanométricos de Py/MgO (100) com 250Å de espessura. O gráfico da figura 5.6a apresenta valores de magneto-resistividade e de sensibilidade correspondente à MR de 0,2717 e 0,3962 %/Oe , respectivamente, e 80 Oe de campo magnético de saturação. Na figura 5.6b, obtivemos magneto-resistividade e de sensibilidade correspondente à MR de 0,49 e 0,4083 %/Oe , respectivamente, e  $H_S = 120$  Oe. Para este filme nanométrico, os resultados da magneto-resistência de anisotropia estão de acordo com os parâmetros de MR e sensibilidade de MR vistos na seção 2.3.

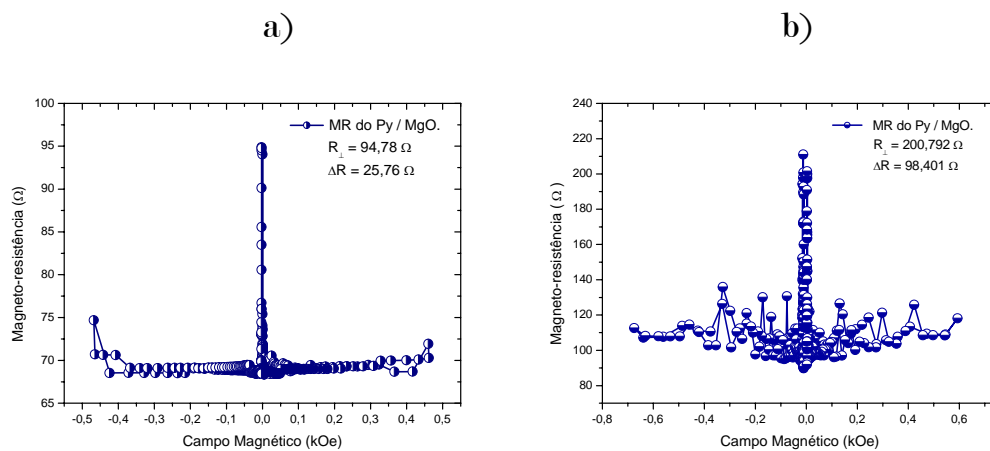


Figura 5.6 Resultado experimental da magneto-resistência para mostra de Fe–Ni / MgO (100) de 250Å de espessuras.

Na figura 5.7 temos o resultado experimental da magneto-resistência para o filme nanométrico de Py/MgO (100) com 250Å de espessura. No gráfico abaixo obtivemos o efeito de AMR de acordo os valores de magneto-resistividade e de sensibilidade correspondente à MR, que são de 0,2717 e 0,3962 %/Oe, respectivamente, e 80 Oe de campo magnético de saturação.

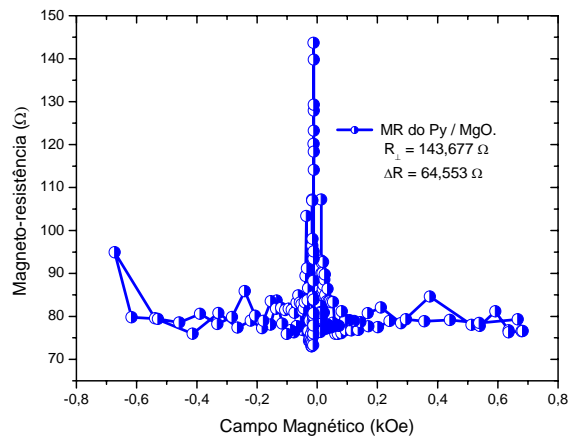


Figura 5.7 Resultado experimental da magneto-resistência para mostra de Fe – Ni/MgO (100) de 250Å de espessura.

A interpretação dos resultados obtidos nas figuras acima está relacionada com a competição entre as energias Zeeman e da anisotropia cúbica. Observe que a amplitude da variação da magneto-resistência da figura 5.1b é menor, quando comparada com a variação da amplitude da magneto-resistência da figura 5.1a. Isto pode ser explicado pelo fato de que, quando o campo magnético externo é aplicado paralelamente ao eixo fácil, (figura 5.2a), tanto a energia Zeeman quanto a energia de anisotropia cúbica são mínimas, não havendo assim competição entre elas.

## Referências Bibliográficas

- [1] Y. V. Goryunov *et al.*, *J. Appl. Phys.* **76**, 6096 (1994).
- [2] M. Bowen *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 1655 (2001).
- [3] E. Popova *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 1035 (2002).
- [4] J. Faure-Vincent, C. Tiusan, C. Bellouard, E. Popova, M. Hehn, F. Montaigne, and A. Schuhl, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 107206 (2002).

## Capítulo 6

### Conclusões e Perspectivas

Nesta dissertação foi desenvolvida a técnica para medir resistência elétrica, que foi aplicada para estudar a magneto-resistência em filmes nanométricos magnéticos. A técnica de quatro pontas mostrou-se sensível, de modo que, foi possível medir variações de resistência elétrica de dezenas de unidades de  $m\Omega$  até unidades de Ohms, em função do campo magnético externo aplicado, devido a alta precisão do Data Acquisition modelo 34970A da Agilent.

O desenvolvimento da montagem experimental da técnica foi realizado durante o tempo dedicado ao curso de mestrado que originou esta dissertação. Assim como, a confecção das peças mecânicas e o desenvolvimento do programa de controle e aquisição de dados dos experimentos através da instrumentação virtual. Todas as etapas desta pesquisa foram por nós executadas.

Nas medidas de magneto-resistência de filmes nanométricos, utilizamos no capítulo 2 argumentos qualitativos de competição entre as energias magnéticas para explicar a magneto-resistência em função do ângulo entre o campo magnético externo e o eixo fácil da anisotropia cúbica.

O modelo fenomenológico desenvolvido neste trabalho possui muitos parâmetros, de modo que, a técnica de magnetometria por efeito Kerr foi utilizada para auxiliar na interpretação dos resultados experimentais.

A MR normal, numa situação geral, é caracterizada por um aumento da resistência ao aplicarmos um campo magnético externo. O que chamaremos de magneto-resistência positiva ou normal. Também ocorre em metais não-magnéticos como consequência da força de Lorentz. O campo externo força os elétrons em trajetórias espiraladas. Assim, o livre caminho médio efetivo entre duas colisões será reduzido, o que conduz a um aumento da resistência elétrica. Abaixo da temperatura de Curie os metais ferromagnéticos de transição exibem uma resistência reduzida comparada a metais de transição não-magnéticos. A magnitude do efeito de AMR depende do ângulo entre a corrente elétrica  $i$  que é  $\theta_i$  e o ângulo da magnetização  $\vec{M}$  que é  $\theta_M$  num material ferromagnético com ralação a uma determinada direção. A resistência elétrica de um

filme ferromagnético de espessura nanométrica é máxima quando a corrente é paralela à direção de magnetização, e mínima quando a corrente é perpendicular à direção de magnetização.

O DVCM – DC, desenvolvido neste trabalho mostrou-se sensível para o mapeamento de campos magnéticos (figuras 4.10, 4.11 e 4.12) e caracterização da magneto-resistência (figuras 5.1, 5.2, 5.4, 5.5, 5.6 e 5.7). Os filmes magnéticos investigados neste trabalho dissertativo possuem propriedades que lhes permitem ser utilizados em núcleos de transformadores e bobinas, assim como para confecção de blindagens contra campos magnéticos. Estes materiais magnéticos são importantes para em aparelhos que trabalham nos campos de baixa intensidade (HD's, sensores, rádios, telefones, ...).

Os resultados obtidos neste trabalho serão publicados em periódico especializado e indexado. Tendo inclusive, dois trabalhos já apresentados em congressos nacionais [1; 2].

Como perspectiva para a montagem experimental do Dispositivo de Variação de Campo Magnético – DC tem-se a automação e controle do campo magnético na região de confinamento das amostras via instrumentação virtual, de modo que, todo o experimento fique automatizado. Para a caracterização de filmes nanométricos é importante que seja desenvolvida a técnica de magnetometria por efeito Kerr (MOKE), que foi utilizada para auxiliar na interpretação dos resultados experimentais.

## Referências Bibliográficas

[1] C. C. Costa, C. Chesman, A. J. S. Oliveira, et all. **Construção de Um Dispositivo de Variação de Campo Magnético – DC, Para Caracterização da Magneto-resistência em Filmes Nanométricos de Fe/Mgo e Py.** In XXXI – ENFMC. Águas de Lindóia, SP. (2008).

[2] C. C. Costa, C. Chesman, A. J. S. Oliveira, et all. **Dispositivo de Variação de Campo Magnético – DC, Usado na Caracterização da Magneto-resistência em Materiais Magnéticos.** In XXVI – EFNNE. Recife, PE. (2008).

## Apêndice A

### Resumo do Trabalho Publicado no XXXI – ENFMC

CONSTRUÇÃO DE UM DISPOSITIVO DE VARIAÇÃO DE CAMPO MAGNÉTICO DC, PARA CARACTERIZAÇÃO DA MAGNETORESISTÊNCIA EM FILMES NANOMÉTRICOS DE Fe/MgO E Py.

A. J. S. Oliveira; C. C. Costa; R. Célia.

Departamento de Física

CCET – UFMA

C. Salvador e C. Chesman

Departamento de Física Teórica e Experimental

CCET – UFRN

Pesquisas em nível de Física Fundamental têm sido conduzidas usando filmes nanométricos magnéticos obtidos pelo processo da eletro-deposição por *sputtering*, freqüentemente com aplicações práticas. Na literatura, os materiais magnéticos com anisotropia têm implicação direta na dependência da energia interna com a direção de magnetização espontânea em relação aos seus eixos cristalográficos. Diversas técnicas são utilizadas na investigação de materiais magnéticos dentre elas podemos destacar: A magneto-resistência DC e AC, a de ressonância ferromagnética e MOKE (Magnetometria por Efeito Kerr Magneto-óptico), ambas utilizam eletro-ímãs com fonte de variação de campo magnético. Uma outra possibilidade de variação do campo magnético nesses aparatos é construir um Dispositivo de Variação de Campo Magnético DC (DVCM-DC) composto simplificada de duas plataformas cilíndricas magnéticas, um motor elétrico com caixa de redução de rotações, um fuso bi-roscado, uma chave elétrica inversora e uma estrutura metálica. Este dispositivo mostrou-se

eficiente por gerar campos magnéticos DC na ordem de 0 a 900 mT para *gaps* de 38mm a 7mm respectivamente. Destacando-se duas vantagens deste dispositivo em relação aos eletros-ímãs convencionais, freqüentemente utilizados na caracterização da magneto-resistência em filmes finos, a primeira é a ausência de efeitos térmicos no dispositivo gerados pela dissipação de corrente elétrica e a segunda campos magnéticos nulos na região de confinamento das amostras para *gaps* superiores a 38mm. A construção deste DVCM-DC tem sido usada para investigar a magneto-resistência em filmes nanométricos, utilizando-se a técnica das quatro pontas colineares, assim como, mapeamentos de campos magnéticos na região de confinamento das amostras. O aparato completo é operado via técnica de instrumentação virtual, composto basicamente por: um gaussímetro, um *Data Acquisition Switch Unit* da Agilent, uma fonte de corrente e um PC utilizando-se interfaces GPIB. Estes instrumentos são usados na obtenção das curvas de magneto-resistência de filmes nanométricos magnéticos de Fe/MgO e Permalloy (Fe – Ni) e mapeamentos de campos magnéticos.

**Palavras-Chave:** Anisotropia Magnética, Campo Magnético DC, Filmes Nanométricos Magnéticos, Instrumentação Virtual, Magneto-resistência.



## Apêndice B

### Resumo do Trabalho Publicado no XXVI – EFNNE

DISPOSITIVO DE VARIAÇÃO DE CAMPO MAGNÉTICO – DC, USADO NA CARACTERIZAÇÃO DA MAGNETO-RESISTÊNCIA EM MATERIAIS MAGNÉTICOS.

A. J. S. Oliveira; C. C. Costa; R. Célia.

Departamento de Física  
CCET – UFMA

C. Chesman

Departamento de Física Teórica e Experimental  
CCET – UFRN

Diversas técnicas são utilizadas na investigação de materiais magnéticos dentre elas podemos destacar: A magneto-resistência (MR), a de ressonância ferromagnética (FMR) e a Magnetometria por Efeito Kerr Magneto-óptico (MOKE), ambas utilizam em sua configuração básica eletroímãs com fonte de variação de campo magnético, onde o valor da corrente elétrica é variada. Uma outra possibilidade de variação do campo magnético nesses aparatos é o Dispositivo de Variação de Campo Magnético DC (DVCM-DC) composto simplificada de duas plataformas cilíndricas magnéticas, que utilizam ímãs cilíndricos potentes de neodímio como fonte de carga magnética; um motor elétrico DC com caixa de redução de rotações que aciona um fuso bi-roscado para movimentação da plataforma cilíndrica magnética, variando dessa forma o campo magnético na região de trabalho; uma chave elétrica inversora e uma estrutura metálica. O DVCM – DC mostrou-se eficiente por gerar campos magnéticos DC da ordem de 0 a 900 mT para *gaps* de 38mm a 5mm respectivamente. Sua configuração é semelhante à

configuração das bobinas de Helmholtz, configuração usada nos eletroímãs convencionais. Destacando-se duas vantagens deste dispositivo em relação aos eletroímãs convencionais utilizados na caracterização da magneto-resistência em matérias magnéticos: a primeira é a ausência de efeitos térmicos no dispositivo gerados pela dissipação de corrente elétrica e a segunda é a ausência de campos magnéticos remanescentes na região de confinamento das amostras para *gaps* superiores a 38mm. Este dispositivo têm sido usada na investigação da magneto-resistência em filmes nanométricos. O aparato completo é operado via técnica de instrumentação virtual, composto basicamente por: um gaussímetro, um *Data Acquisition Switch Unit* da Agilent, uma fonte de corrente e um PC utilizando-se interfaces GPIB.

**Palavras-Chave:** Campo Magnético DC, Materiais Magnéticos, Eletroímãs, Bobinas de Helmholtz, Magneto-resistência, Instrumentação Virtual.

